

UNIVERSITE DE NANCY I
U.E.R. SCIENCES DE LA MATIÈRE

THÈSE PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ
DE NANCY I POUR L'OBTENTION
DU GRADE DE
DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR JACQUES LEBAS

ÉTUDE DES VARIATIONS DU POTENTIEL DE SURFACE D'UNE ÉLECTRODE
PLANE POLYCRISTALLINE ET DE LEUR INFLUENCE SUR LA COLLECTION
DE PARTICULES CHARGÉES DE BASSE ÉNERGIE ,

Soutenue publiquement le 24 FEVRIER 1976

JURY :

MM G. BAUMANN

Président

M. AUBRUN

G.M. COME

Examineurs

E. GUDEFIN

R. HAUG



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555016_0033

UNIVERSITE DE NANCY I
U.E.R. SCIENCES DE LA MATIÈRE

THÈSE PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ
DE NANCY I POUR L'OBTENTION
DU GRADE DE
DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR JACQUES LEBAS

ÉTUDE DES VARIATIONS DU POTENTIEL DE SURFACE D'UNE ÉLECTRODE
PLANE POLYCRISTALLINE ET DE LEUR INFLUENCE SUR LA COLLECTION
DE PARTICULES CHARGÉES DE BASSE ÉNERGIE .



Soutenue publiquement le 24 FEVRIER 1976

JURY :

MM	G. BAUMANN	Président
	M. AUBRUN	
	G.M. COME	Examineurs
	E. GUDEFIN	
	R. HAUG	



A MON MAITRE

ROBERT HAUG

AVANT - PROPOS

Je remercie Monsieur Baumann , Professeur à l'Université de Nancy I pour avoir accepté la Présidence du Jury . Il m'a accueilli dans son laboratoire en 1970 et m'a permis d'y poursuivre mes activités de recherche .

Mes très vifs remerciements s'adressent à Monsieur HAUG , Maître de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique , qui a dirigé ce travail , en a partagé les difficultés et n'a cessé de me prodiguer ses encouragements .

Que Monsieur Emeleus , Professeur à la Queen's University de Belfast , trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour avoir accepté d'être rapporteur de ce mémoire . J'ai rencontré le Professeur Emeleus à Belfast en 1974 pour lui présenter ce travail .

Je suis reconnaissant envers Monsieur Gudefin , Professeur à l'Institut National Polytechnique de Lorraine , pour avoir accepté d'être rapporteur de ce mémoire et pour sa participation au jury . Je le remercie pour l'intérêt qu'il a bien voulu accorder à ce travail par ses critiques constructives .

Je remercie Monsieur Côme , Maître de Conférences , Chef du Département Génie Chimique de l'Institut Universitaire de Technologie de Nancy I , pour sa participation au jury et les suggestions intéressantes qu'il a faites lors de la soutenance de cette thèse .

Tous mes remerciements s'adressent à Monsieur Aubrun , Professeur à l'Université de Nancy I , Directeur du Centre Universitaire de Coopération économique et sociale de Nancy , pour sa participation au jury et l'intérêt qu'il a manifesté au cours de la soutenance de cette thèse .

C'est à Monsieur Mallet , Ingénieur C.N.R.S. au Centre de Recherches Géographiques et Pétrochimiques , que je dois une présentation démonstrative d'une surface de potentiel et des lignes équipotentiellles correspondantes . Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance .

Je remercie tout le personnel de l'Institut Universitaire de Calcul Automatique pour sa sympathique collaboration , ainsi que tous mes camarades du laboratoire de Physique Théorique , en particulier Mademoiselle Rosenzweig , qui a assuré avec dévouement et gentillesse la frappe de ce mémoire .

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
PREMIERE PARTIE : Mesure expérimentale d'une distribution des potentiels de sortie	5
I Expressions analytiques donnant la distribution des potentiels de sortie à partir des résultats expérimentaux .	6
1.1- Introduction	
1.2.- Caractéristique courant-tension d'une diode composée d'électrodes à potentiel de sortie uniforme	
1.2.1. Utilisation du spectre en énergie normale des électrons émis	
1.2.2. Utilisation du spectre en énergie totale des électrons émis	
1.3. - Expression de la distribution des potentiels de sortie d'un émetteur thermoélectronique	
1.3.1. Cas d'une cellule de mesure de l'énergie normale	
1.3.2. Cas d'une cellule de mesure de l'énergie totale	
II Détermination expérimentale de la distribution des potentiels de sortie d'un émetteur thermoélectronique	17
2.1- Introduction	
2.2.- Description de l'appareil	
2.2.1. Enceinte à vide	
2.2.2. Système électronique de mesure	
2.2.2.1. Mesure de la caractéristique courant-tension I-V	
2.2.2.2. Mesure des courbes dérivées	

$$dI/dV \text{ et } d^2I/dV^2$$

2.2.2.3. Mesure de la courbe de distribution

2.3- Résultats des mesures

2.3.1. Mesure de la résolution du système

2.3.2. Mesure de la distribution des potentiels de sortie de l'émetteur

2.4- Conclusion

DEUXIEME PARTIE : Simulation numérique de la collection de particules chargées , de basse énergie , par des surfaces polycristallines 35

I - Introduction 36

II - Théorie du champ électrique local dû aux grains 37

III - Description du modèle utilisé 39

3.1. Expression du potentiel et du champ électrique

3.2. Propriétés du modèle

IV - Première approche du problème 43

4.1. Introduction

4.2. Calcul des extremums de potentiel devant la surface

4.2.1. Cas de la bande attractive

4.2.2. Cas de la bande répulsive

4.2.3. Résultats

4.2.3.1. Cas du grain attractif

4.2.3.2. Cas du grain répulsif

4.2.4. Etude de l'existence de trois extremums de potentiel devant un grain répulsif

4.2.5. Utilisation du modèle dans un cas réel

V - Evaluation de l'acceptance d'une surface polycristalline 59

5.1. Méthode de la ligne d'horizon

5.1.1. Exposé de la méthode

5.1.2. Résultats obtenus

5.2.	Calcul des trajectoires des particules	
5.2.1.	Méthode numérique utilisée	
5.2.2.	Résultats	
5.3.	Détermination de l'acceptance par le calcul des trajectoires (sans tenir compte de la force-image)	
5.3.1.	Introduction	
5.3.2.	Diagramme position-énergie de lancement	
5.3.3.	Calcul de l'acceptance	
5.3.4.	Résultats	
5.3.4.1.	Trajectoires des particules	
5.3.4.2.	Courbes-frontière	
5.3.4.3.	Courbes acceptance	
5.3.4.4.	Courbes-seuil	
5.3.4.5.	Surface acceptance	
5.3.5.	Conclusions sur le calcul des trajectoires	

CONCLUSION GENERALE	112
---------------------	-----

REFERENCES	117
------------	-----

INTRODUCTION

Les analyseurs d'énergie constituent un puissant moyen d'investigation dans de nombreux domaines de la Physique . Ils sont de précieux instruments de recherche dans l'étude des sources d'ions et d'électrons , des phénomènes de collisions de particules , en spectrométrie X et U.V , en spectrométrie AUGER . On peut classer les analyseurs d'énergie en trois catégories correspondant à trois principes de fonctionnement différents :

1) les analyseurs à champ électrique retardateur , dans lesquels seules les particules ayant une énergie suffisante sont collectées .

2) les analyseurs à déflexion par des champs électriques ou magnétiques , dans lesquels les particules sont plus ou moins déviées suivant leur vitesse puis séparées par des systèmes de fentes .

3) les analyseurs à temps de vol , dans lesquels on mesure le temps mis par les particules pour transiter d'un point à un autre .

Nous nous intéressons dans ce mémoire à des analyseurs appartenant à la première catégorie , c'est à dire du type à champ retardateur . La sonde électrostatique de Langmuir , qui appartient à ce type , comporte une électrode gardée collectant les particules du faisceau que l'on souhaite analyser . La méthode employée consiste à porter la sonde à un potentiel retardateur par rapport au potentiel d'origine des particules (potentiel de plasma pris pour potentiel de référence) . Les particules arrivant au voisinage de la sonde rencontrent une barrière de potentiel dont la hauteur dépend du potentiel retardateur imposé et du potentiel de sortie électronique de la sonde . Cette barrière de potentiel assure la sélection des particules incidentes selon leur énergie .

Les théories de la collection des particules supposent l'uniformité du potentiel de sortie de la surface de la sonde ; ce qui nécessite en principe l'emploi d'une face cristalline parfaitement propre . En pratique , on utilise

souvent un polycristal qui présente donc un potentiel de sortie non uniforme . Par ailleurs , le milieu analysé lui-même contamine la sonde et l'adsorption d'une couche atomique superficielle peut ajouter encore à l'inhomogénéité du potentiel de sortie de la surface .

Une électrode peut être caractérisée par sa distribution des potentiels de sortie sur sa surface ; cette distribution donne la fraction d'aire de l'électrode ayant un potentiel de sortie compris entre ϕ et $\phi + d\phi$. La connaissance de cette distribution renseigne sur l'importance de la dispersion du potentiel de sortie et donc sur l'aptitude de l'électrode utilisée à analyser en énergie des particules ayant une dispersion en énergie donnée . La question se pose en effet de savoir si une sonde est capable de donner une résolution en énergie du même ordre ou inférieure à la dispersion de son potentiel de sortie .

La première partie de cette étude expose les bases théoriques permettant de déterminer la distribution des potentiels de sortie d'un métal et la mesure expérimentale de cette distribution lorsqu'on utilise ce métal comme émetteur thermoélectronique .

La façon la plus simple de tenir compte de la distribution des potentiels de sortie pour déduire théoriquement les expressions des courants émis ou collecté par des surfaces métalliques à potentiel de sortie non uniforme consiste à supposer que les grains constituant la surface se comportent indépendamment les uns des autres . Cette hypothèse implique l'existence d'un champ électrique appliqué fort par rapport au champ dû aux grains . Notre propos étant l'analyse de particules par un potentiel retardateur imposé sur l'électrode collectrice , le champ électrique appliqué au voisinage de celle-ci est nécessairement fixé et une analyse rigoureuse du problème doit tenir compte de l'action à distance du champ de grains c'est à dire non plus seulement de la variation superficielle du potentiel de sortie mais aussi des variations du potentiel dans l'espace environnant .

Nous remercions L.R.O. STOREY pour avoir porté notre attention sur ce problème .

La deuxième partie de ce mémoire concerne l'étude numérique d'un modèle mathématique de surface polycristalline simulant les conditions expérimentales ; le modèle utilisé est transposable à l'étude de l'émission électronique par des surfaces métalliques polycristallines ; le calcul numérique des trajectoires de particules chargées fait appel à la mécanique classique des points matériels , c'est à dire que l'échelle des distances utilisée ne nécessite pas l'emploi de la mécanique ondulatoire ; la force-image sous sa forme classique décrit l'influence du métal sur une particule chargée s'approchant de sa surface .

PREMIERE PARTIE

ESURE EXPÉRIMENTALE D'UNE DISTRIBUTION DES POTENTIELS DE SORTIE

I - Expressions analytiques donnant la distribution des potentiels de sortie à partir des résultats expérimentaux

1.1. Introduction

L'observation au microscope électronique à émission d'une surface émettrice d'électrons a mis en évidence le fait que certaines zones émettaient de façon privilégiée par rapport à d'autres .Ce phénomène peut être attribué à l'action simultanée de la topographie de la surface (rugosité) et de la non-uniformité sur celle-ci du potentiel de sortie électronique /1/ . Notre propos dans cette étude est relatif à la variation du potentiel de sortie sur la surface d'un métal constituant un émetteur thermoélectronique . La théorie de l'émission thermoélectronique des métaux s'exprime par la loi de Richardson qui donne la densité de courant émise à saturation . Cependant , cette loi d'émission suppose que le potentiel de sortie du métal émetteur est uniforme , ce qui ne peut être réalisé en toute rigueur qu'avec un monocristal . Notre but est donc de calculer l'effet d'une variation de son potentiel de sortie sur l'émission thermoélectronique d'un métal en supposant que la loi de Richardson reste valable pour des petites zones de l'émetteur sur lesquelles le potentiel de sortie est uniforme . Nous caractérisons la surface d'aire S par une distribution du potentiel de sortie φ /2/ définie par la relation :

$$dS = S.l(\varphi) d\varphi \quad (1)$$

La distribution $l(\varphi)$ représente donc , d'après (1) , la fraction d'aire de la surface ayant son potentiel de sortie compris entre φ et $\varphi + d\varphi$. Nous considérons la surface comme formée d'un grand nombre de grains caractérisés chacun par un potentiel de sortie φ et émettant de façon indépendante

sans interactions latérales , de façon à pouvoir appliquer à chaque grain émetteur les lois simples de l'émission thermoélectronique . Une telle distribution de grains donne naissance à des champs électriques locaux entre grains voisins , qui peuvent être très intenses en particulier aux jonctions des grains . L'action de ces champs locaux revient à celle d'un champ unique dit "champ de grains" , dont la composante parallèle à la surface d'émission peut éventuellement influencer les trajectoires électroniques . C'est ainsi qu'une partie du courant émis peut ne pas être recueillie par l'anode . Pour une analyse correcte du courant collecté , nous supposons que cet effet est négligeable , c'est à dire que le champ de grains est faible devant le champ électrique appliqué . Cette condition peut être réalisée en supposant des dimensions de grains suffisamment grandes . La limite inférieure de la dimension moyenne des grains est fixée par la longueur d'onde associée à la particule ; on trouve comme ordre de grandeur pour cette limite environ $10 \text{ \AA}$.

A notre connaissance , BULYGINSKI et DOBRETSOV /2/ ont été les premiers à déduire la distribution $I(\varphi)$ à partir du courant émis par effet thermoélectrique par la cathode d'une diode à vide à température constante . Dans la méthode utilisée , le potentiel de sortie de l'anode supposé uniforme est déduit de la portion de caractéristique courant-tension correspondant aux potentiels fortement retardateurs . Cette méthode a été reprise par HUTZLER /3/ et adaptée aux convertisseurs thermoélectroniques . Plus récemment ; CEROFOLINI et FONDI /4/ , s'appuyant sur la seule loi d'émission thermoélectronique à saturation de RICHARDSON , démontrent que la distribution $I(\varphi)$ est connue théoriquement par l'intermédiaire de sa transformée de Laplace qui n'est autre que la densité du courant collecté considérée comme fonction de la température . Nos hypothèses sont les mêmes que celles des auteurs cités plus haut et notre étude

concerne l'émission thermoélectronique de la cathode à potentiel de sortie non uniforme d'une diode à vide . Notre contribution consiste en une formulation théorique simplifiée qui permet une mesure aisée de la distribution $I(\varphi)$. Nous rappelons dans la suite les caractéristiques principales de l'émission thermoélectronique dans une diode à vide puis la manière dont nous avons déduit la distribution $I(\varphi)$ selon la géométrie de la diode utilisée .

1.2. Caractéristique courant-tension d'une diode composée d'électrodes à potentiels de sortie uniforme

Si l'on considère les électrons à l'intérieur d'un métal comme un gaz répondant à la statistique des vitesses de Fermi-Dirac , on peut montrer /5/ que le nombre d'électrons franchissant l'unité de surface par unité de temps ayant leur vitesse $\vec{v}$ comprise entre $\vec{v}(v_x, v_y, v_z)$ et $\vec{v} + d\vec{v}(v_x+dv_x, v_y+dv_y, v_z+dv_z)$ est donnée par :

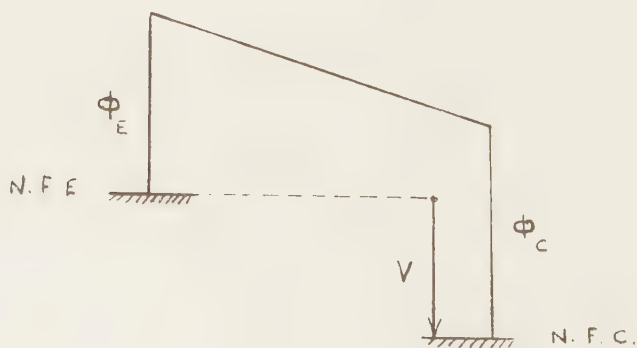
$$dn = 2(m/h)^3 \cdot \exp(-(mv^2/2 + e\phi_E)/kt) v_x dv_x dv_y dv_z \quad (2)$$

Dans cette expression , ϕ_E représente le potentiel de sortie de l'émetteur , mesuré par rapport au niveau de Fermi de celui-ci. La quantité $e\phi_E$ représente le travail qu'il faut fournir à un électron pour l'extraire du métal et l'emmener à l'infini en l'absence de champ électrique appliqué . v_x représente la composante de la vitesse suivant la normale à la surface d'émission et T est la température de l'émetteur . L'expression (2) nous permet d'obtenir la distribution en énergie cinétique normale E_x ou en énergie cinétique totale E . L'utilisation de l'une ou l'autre variable va dépendre de la géométrie de la diode , de l'existence ou non de forces axiales , de l'intégralité ou non de la distribution angulaire des électrons /6/ .

1.2.1. Utilisation du spectre en énergie normale des électrons émis .

Plaçons nous dans le cas d'une diode à géométrie plane ; ce type de géométrie réalise une condition nécessaire pour analyser un faisceau de particules suivant leur énergie cinétique normale . Cependant , cette condition n'est pas suffisante ; en effet , le principe de conservation de l'énergie totale le long d'une trajectoire implique que l'énergie cinétique transversale doit rester constante . Ceci revient à dire que les particules ne doivent pas subir sur leur trajet de forces transversales . C'est pourquoi des expériences du type SHELTON /7/ utilisent un fort champ magnétique axial pour minimiser l'effet de forces transversales existantes et ainsi collimater le faisceau électronique . Par ailleurs , certains auteurs /6/ ont montré que la distribution angulaire des électrons à l'émission devait être complète sans quoi le spectre normal subissait une distorsion . Nous reprenons donc cette hypothèse pour la suite de notre exposé .

Dans ces conditions expérimentales , l'énergie cinétique normale E_x est directement liée aux différentes hauteurs de barrière de potentiel que les électrons rencontrent sur le trajet émetteur-collecteur . Nous prendrons comme potentiel de reference le niveau de Fermi de l'émetteur ; les potentiels de sortie ϕ_E et ϕ_C de l'émetteur et du collecteur sont comptés positivement à partir des niveaux de Fermi correspondants . Le collecteur est porté au potentiel retardateur V . (Figure 1)



- figure 1 -

La hauteur de la barrière de potentiel au niveau de l'émetteur a pour valeur ϕ_E ; au niveau du collecteur , sa valeur est $\phi_C - V$. Nous supposons la répartition de potentiel sans extremum entre les électrodes $V < \phi_E$ en tous points et la charge d'espace qui prend place au voisinage de l'émetteur négligeable . Pour réaliser ces conditions sur le plan expérimental , nous pouvons disposer entre émetteur et collecteur une grille accélératrice plane ; nous avons d'ailleurs calculé sur ordinateur dans un travail antérieur /8/ la valeur minimum à donner à la tension accélératrice de la grille pour assurer la monotonie du potentiel dans les deux espaces interélectrodes ainsi créés . La distribution en énergie normale E_x des électrons émis se déduit de l'expression (2) en intégrant sur les vitesses v_y et v_z :

$$dn = (4\pi mkT/h^3) \cdot \exp(-(E_x + e\phi_E)/kT) dE_x \quad (3)$$

Lorsque la hauteur de la barrière de potentiel sur le collecteur est inférieure à la hauteur correspondante sur l'émetteur , c'est à dire $V > \phi_C - \phi_E$, tous les électrons émis sont collectés ; la densité du courant collecté est :

$$J_s = e \int_0^{+\infty} (4\pi mkT/h^3) \cdot \exp(-E_x + e\phi_E)/kT) dE_x \quad (4)$$

ou

$$J_s = (4\pi mk^2 e/h^3) \cdot T^2 \cdot \exp(-e\phi_E/kT) \quad (5)$$

On retrouve dans l'expression (5) la densité de courant à saturation donnée par la loi de Richardson .

Lorsque la tension V est retardatrice ($V < \phi_C - \phi_E$) , seuls sont collectés les électrons ayant une énergie cinétique normale suffisante E_{x_0} donnée par la loi de conservation de l'énergie :

$$e\phi_E + E_{x_0} = e(\phi_C - V) \quad (6)$$

La densité du courant collecté s'écrit alors :

$$J_S = e \int_{F_{x_0}}^{+\infty} (4\pi mkT/h^3) \cdot \exp(-(E_x + e\phi_E)/kT) dE_x \quad (7)$$

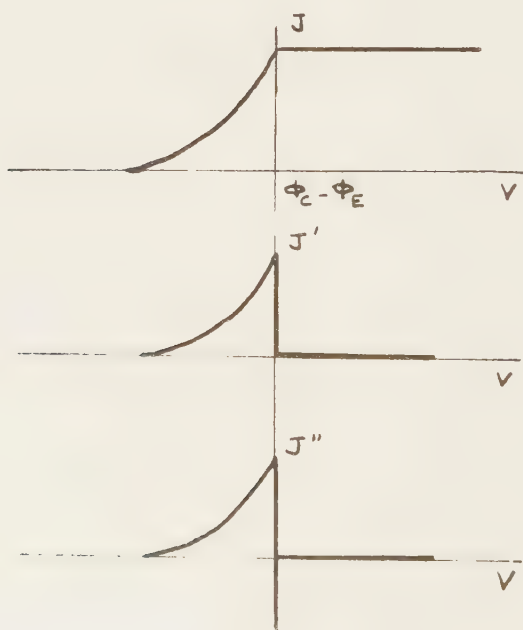
soit :

$$J = J_S \cdot \exp(e(V + \phi_E - \phi_C)/kT) \quad (8)$$

Remarquons dans cette dernière expression (8) que J_S est d'après (5) fonction de ϕ_E , potentiel de sortie de l'émetteur. De façon à obtenir pour la densité de courant collecté J une expression unique valable quel que soit V , nous utilisons la fonction échelon de Heaviside H ; J s'écrit alors :

$$J_S = J_S(\phi_E) \cdot (\exp(e(V + \phi_E - \phi_C)/kT) \cdot H(-V - \phi_E + \phi_C) + H(V + \phi_E - \phi_C)) \quad (9)$$

Nous avons représenté d'après l'expression (9) sur la figure 2 les graphes des fonctions $J(V)$, $J'(V)$ et $J''(V)$; remarquons la continuité de la fonction $J(V)$ au point $V = \phi_C - \phi_E$; par contre le fait que $J'(V)$ et $J''(V)$ soient discontinues en ce même point sera utilisé par la suite.



- figure 2 -

1.2.2. Utilisation du spectre en énergie totale des électrons émis .

Le principe du potentiel retardateur est conservé pour faire l'analyse des électrons émis mais la sélection en énergie des électrons est supposée se faire suivant leur énergie cinétique totale . Or la hauteur de la barrière de potentiel sur le collecteur que peuvent juste franchir les électrons incidents permet de connaître leur énergie cinétique normale /9,10/ . Il est donc nécessaire pour analyser des particules suivant leur énergie cinétique totale de transformer cette énergie cinétique totale en énergie cinétique normale à la surface de collection . Pratiquement on est ainsi conduit à envisager une géométrie sphérique , dans laquelle la source d'électrons serait une sphère de faible rayon et l'analyseur ou spectromètre serait constitué par une électrode sélectrice concentrique de rayon suffisamment grand par rapport au rayon de la source . On peut disposer en arrière de cette électrode qui peut être une grille, un collecteur sphérique concentrique porté à un potentiel légèrement positif par rapport à la grille (ce mode opératoire permet de neutraliser les phénomènes d'émission secondaire ou de reflexion à la surface du collecteur) ainsi tous les électrons ayant franchi la grille sont certainement collectés . On peut montrer facilement que les conditions de sélection des particules , décrites ci-dessus , permettent de rendre l'énergie transversale à l'émission d'une particule aussi petite qu'on le désire au niveau de la grille sélectrice dans la mesure où cette même grille est suffisamment éloignée de la source /6/ . La méthode expérimentale ainsi envisagée reste toutefois approchée /11/ ; aussi certains auteurs ont-ils mis au point des analyseurs sensibles à l'énergie cinétique totale parfaitement rigoureux . Ainsi Van OOSTROM /12/ décrit un analyseur dans lequel le faisceau électronique est focalisé à l'aide d'un système de lentilles électrostatiques en un point qui

est le centre du collecteur hémisphérique . HEIL et SCOTT /6/ proposent un spectromètre sensible à l'énergie totale constitué par un système de deux lentilles électroniques et une grille plane sélectrice .

Les analyseurs sensibles à l'énergie totale présentent des avantages remarquables . En effet , avant analyse , le faisceau de particules peut être accéléré , focalisé ou d'une façon générale soumis à des forces non axiales ; par ailleurs l'intégralité de la distribution angulaire n'est pas nécessaire . Par contre ces mêmes perturbations du faisceau avant analyse altèrent le spectre en énergie normale .

La connaissance de la distribution en énergie totale /13/ renseigne sur les processus d'émission (en particulier émission de champ /14/ , émission par effet photoélectrique , émission par effet AUGER /15/) et est également utile en ballistique et optique électronique dans une géométrie sphérique . En revanche , la distribution en énergie normale est utile dans les problèmes de barrières de potentiel en mécanique quantique par exemple et d'une façon plus générale en optique et ballistique électronique dans une géométrie plane .

La distribution en énergie cinétique totale des électrons émis se déduit de l'expression (2) , dans laquelle on effectue un changement de coordonnées sphériques :

$$dn = (4\pi m/h^3) \cdot E \cdot \exp(-(E + e\phi_E)/kT) dE \quad (10)$$

Nos hypothèses et les conditions permettant une réalisation expérimentale restent les mêmes que celles décrites dans le paragraphe 1.2.1. En particulier les seules barrières de potentiel se situent sur les électrodes , émetteur et collecteur , et ont pour hauteurs respectives ϕ_E et $\phi_C - V$. Lorsque la tension V est suffisamment accélératrice , c'est à dire $V > \phi_C - \phi_E$, tous les électrons émis sont collectés . La densité du courant collecté s'écrit :

$$J_s = e \cdot (4\pi m/h^3) \cdot \int_0^{+\infty} E \cdot \exp(-(E + e\phi_E)/kT) dE \quad (11)$$

Soit :

$$J_S = (4\pi m k^2 e / h^3) \cdot T^2 \cdot \exp(-e\phi_E / kT) \quad (12)$$

L'expression (12) analogue à l'expression (5) , traduit la loi de Richardson . Pour une tension V retardatrice , c'est à dire $V \leq \phi_C - \phi_E$, seuls seront collectés les électrons ayant une énergie cinétique totale au moins égale à E_0 , énergie nécessaire pour juste surmonter la barrière de potentiel au niveau du collecteur . E_0 s'obtient en écrivant la conservation de l'énergie :

$$e\phi_E + E_0 = e(\phi_C - V) \quad (13)$$

Pour ces valeurs de la tension V , la densité de courant collecté J s'écrit :

$$J = e \cdot (4\pi m / h^3) \cdot \int_{E_0}^{+\infty} E \cdot \exp(-(E + e\phi_E) / kT) dE \quad (14)$$

soit :

$$J = J_S(\phi_E) \cdot (1 + E_0 / kT) \cdot \exp(-E_0 / kT) \quad (15)$$

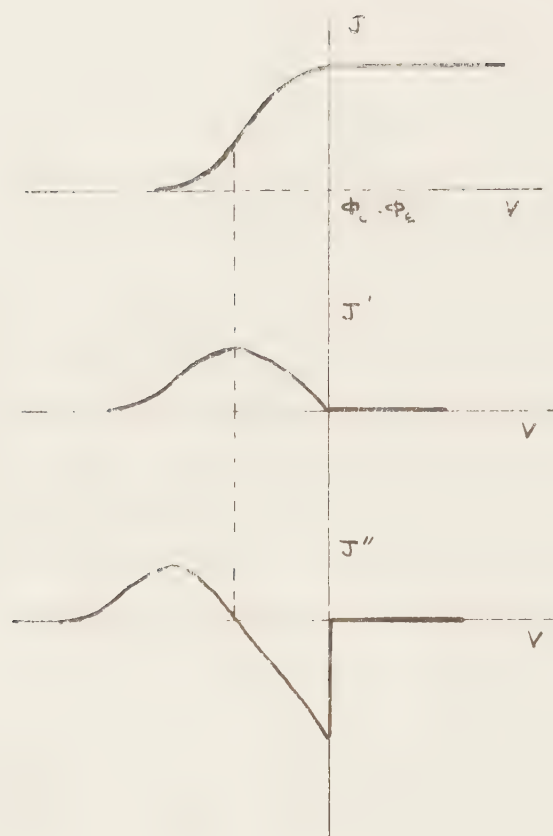
En remplaçant E_0 par sa valeur donnée par (13) , il vient :

$$J = J_S(\phi_E) \cdot (1 - (e/kT) \cdot (V + \phi_E - \phi_C)) \cdot \exp(e(V + \phi_E - \phi_C) / kT) \quad (16)$$

L'utilisation de la fonction échelon de Heaviside permet d'obtenir pour $J(V)$ une expression valable quel que soit V :

$$J = J_S(\phi_E) \{ (1 - (e/kT) \cdot (V + \phi_E - \phi_C)) \exp(e(V + \phi_E - \phi_C) / kT) \cdot H(-V - \phi_E + \phi_C) + H(V + \phi_E - \phi_C) \} \quad (17)$$

Remarquons ici encore que les fonctions $J(V)$ et $J'(V)$ sont continues au point $V = \phi_C - \phi_E$, tandis que $J''(V)$ est discontinue en ce même point (figure 3)



- figure 3 -

1.3. Expression de la distribution des potentiels de sortie d'un émetteur thermoélectronique

Nous envisageons un émetteur de surface S , constitué de grains à potentiels de sortie différents. Les grains ayant un potentiel de sortie compris entre ϕ_E et $\phi_E + d\phi_E$ occupent une surface élémentaire dS définie par l'expression (1)

$$ds(\phi_E) = S.l(\phi_E)d\phi_E \quad (18)$$

$l(\phi_E)$ représente alors la distribution des potentiels de sortie de l'émetteur. L'hypothèse selon laquelle les grains émettent indépendamment les uns des autres nous permet d'écrire le courant élémentaire issu de la surface élémentaire dS de l'émetteur sous la forme:

$$dI(V, \phi_E) = j(V, \phi_E).dS(\phi_E) \quad (19)$$

$j(V, \phi_E)$ représente la densité de courant provenant de la fraction d'aire de l'émetteur dS/S présentant un potentiel de sortie ϕ_E et est donné par la relation (9) si l'analyse est faite en énergie totale. La densité totale de courant recueilli au niveau du collecteur est :

$$J = (1/S) \cdot \int dI(V, \phi_E) \quad (20)$$

1.3.1. Cas d'une cellule de mesure de l'énergie normale

En reportant les expressions (19) , (18) et (9) dans l'expression (20) , la densité totale de courant collecté s'écrit :

$$J(V) = \int_0^{+\infty} J_S(\phi_E) \cdot (\exp(e(V+\phi_E-\phi_C)/kT) \cdot H(-V-\phi_E+\phi_C) + H(V+\phi_E-\phi_C)) l(\phi_E) \cdot d\phi_E \quad (21)$$

Les dérivées $J'(V)$ et $J''(V)$ s'écrivent :

$$J'(V) = (e/kT) \int_0^{+\infty} J_S(\phi_E) \cdot \exp(e(V+\phi_E-\phi_C)/kT) \cdot H(-V-\phi_E+\phi_C) \cdot l(\phi_E) d\phi_E \quad (22)$$

$$J''(V) = (e/kT) \cdot (J'(V) - (4\pi m k^2 e/h^3) \cdot T^2 \cdot \exp(e(V-\phi_C)/kT) \cdot l(\phi_C - V)) \quad (23)$$

L'expression (23) s'obtient en tenant compte des propriétés de la fonction de Dirac , dérivée de la fonction échelon de Heaviside et en remplaçant $J_S(\phi_E)$ par son expression donnée par (5) .

L'expression de la distribution $l(\phi)$ se déduit de (23) :

$$l(\phi_C - V) = (J'(V) - (kT/e) \cdot J''(V)) / ((4\pi m k^2 e/h^3) \cdot T^2 \cdot \exp(e(V-\phi_C)/kT)) \quad (24)$$

On voit que la mesure des deux premières dérivées du courant total collecté par une électrode à potentiel de sortie uniforme permet de déterminer la distribution des potentiels de sortie d'une surface métallique utilisée comme émetteur thermoélectronique /16/

1.3.2. Cas d'une cellule de mesure de l'énergie totale

Dans ce cas , c'est l'expression (17) de la densité de courant $j(V, \phi_E)$ qui doit être utilisée ; alors la densité totale de courant s'écrit :

$$J(V) = \int_0^{+\infty} J_s(\phi_E) \{ (1 - (e/kT) \cdot (V + \phi_E - \phi_C)) \cdot \exp(e(V + \phi_E - \phi_C)/kT) \cdot H(-V - \phi_E + \phi_C) + H(V + \phi_E - \phi_C) \} l(\phi_E) d\phi_E \quad (25)$$

De la même façon que dans le paragraphe 1.3.1. , nous calculons les trois premières dérivées $J'(V)$, $J''(V)$ et $J'''(V)$ et nous trouvons que la distribution $l(\Psi)$ prend la forme suivante :

$$l(\phi_C - V) = (J'(V) - (2kT/e)J''(V) + (kT/e)^2 J'''(V)) / (4\pi m k^2 e / n^3 \cdot T^2 \cdot \exp(e(V - \phi_C)/kT)) \quad (26)$$

La distribution des potentiels de sortie d'une surface métallique utilisée comme émetteur thermoélectronique peut donc également être déterminée par la mesure des trois premières dérivées du courant collecté par un collecteur à potentiel de sortie uniforme sensible à l'énergie totale des électrons émis /17/ .

Ayant à notre disposition une cellule de mesure sensible à l'énergie normale , nous avons utilisé la relation (24) pour déterminer expérimentalement la distribution des potentiels de sortie d'un émetteur thermoélectronique en tantale .

II - Détermination expérimentale de la distribution des potentiels de sortie d'un émetteur thermoélectronique

2.1. Introduction

La connaissance de la distribution des potentiels de sortie permet de comprendre les propriétés thermoélectroniques des émetteurs d'électrons ; par exemple , on peut mettre en évidence que le courant principal d'émission peut être dû à une très petite fraction d'aire de la surface émettrice /18/ , ou encore calculer les constantes effectives d'émission (coefficient de la loi de Richardson et potentiel

de sortie de l'émetteur) .

Son intérêt est important dans la conversion thermoionique : certains auteurs /19/ montrent en effet que la connaissance de la distribution des potentiels de sortie de l'émetteur permet de calculer les conditions expérimentales optimales concernant la température de la cathode et la pression dans le convertisseur . Elle renseigne également sur les variations d'émission dues à l'adsorption atomique . Nous avons déjà signalé son rôle important dans le diagnostic de plasma par sonde de Langmuir ,en particulier en ce qui concerne la collection de particules de faible énergie . SMITH /20/ donne comme ordre de grandeur des variations tolérables du potentiel de sortie sur la surface de la sonde kT/e (T température électronique) .

Il existe différentes méthodes d'investigation de la structure à grains des surfaces . Certaines méthodes sont susceptibles de donner à la fois des renseignements qualitatifs , c'est à dire la plupart du temps de fournir une image de la surface étudiée et des renseignements quantitatifs , c'est à dire une mesure de la distribution sur la surface des potentiels de sortie .

Nous pouvons classer les méthodes employées suivant quatre types :

La microscopie à émission utilise l'échantillon comme source thermoélectrique ;

La microscopie à miroir et la technique de balayage électronique font appel à une source électronique extérieure ;

La méthode du potentiel retardateur dans une diode utilise l'échantillon soit comme source d'électrons soit comme collecteur d'électrons .

Passons en revue les caractéristiques principales de ces différentes techniques . La microscopie à émission /21/ fournit sur un écran luminescent l'image agrandie d'un échantillon métallique ; une cage de Faraday , située en arrière de l'écran percé d'un trou permet de mesurer le courant émis à saturation par un grain de l'échantillon ; les mesures portent en général sur un nombre limité de grains et il n'est pas possible d'obtenir directement une

courbe représentant la distribution des potentiels de sortie de toute la surface de l'échantillon .

Dans la microscopie à miroir /22,23,1/ . l'échantillon est utilisé comme miroir électronique ; les électrons issus d'un canon sont collimatés et dirigés normalement à la surface puis décélérés au voisinage de l'échantillon de telle sorte qu'ils rebroussent chemin sans toucher la surface . Cette technique permet d'obtenir une image de la surface mais pas une courbe de distribution des potentiels de sortie . Le microscope voltmètre /24/ qui fonctionne sur ce principe serait peut-être susceptible de fournir cette courbe de distribution . La technique de balayage électronique /18/ fournit à la fois une information qualitative et une information quantitative . Un faisceau électronique de très faible diamètre (25μ) est dirigé sur l'échantillon à examiner qu'il peut balayer sur toute sa surface ; les électrons arrivent au voisinage de l'échantillon avec une énergie réglable et voisine de zéro . Un électromètre permet de mesurer le courant collecté par un grain de la surface ; la surface de l'échantillon est visualisée sur écran cathodique : l'image obtenue montre sur fond noir des zones claires qui représentent des grains à potentiel de sortie inférieur ou égal à φ donné à l'avance . De plus un système électronique approprié permet d'obtenir directement sur enregistreur X-Y la courbe de répartition du potentiel de sortie ou même après différentiation électronique la courbe de distribution sur la surface du potentiel de sortie . Cette méthode donne des mesures relatives du potentiel de sortie avec une précision de 0,1 eV .

La méthode du potentiel retardateur /2,3/ repose sur l'analyse du courant dans une diode à vide . L'électrode qui n'est pas analysée doit présenter un potentiel de sortie uniforme . Cette méthode procure une information quantitative sous la forme d'une distribution des potentiels de sortie mais ne donne pas d'image de la surface . Les mesures sont ici encore relatives . La simplicité de sa mise en oeuvre nous a fait choisir cette technique , dont les

bases théoriques ont été exposées dans le paragraphe I .

BULYGINSKY /2/ déduit la distribution des potentiels de sortie d'une cathode à partir de la caractéristique courant-tension $i(V)$ de la diode : dans un premier temps il fait une différenciation graphique puis une anamorphose sur les coordonnées de la courbe obtenue ; une seconde différenciation graphique lui donne alors la distribution . Il obtient ainsi une courbe point par point .

HUTZLER /3/ reprend la formulation de BULYGINSKY en exprimant la distribution en fonction d'une grandeur non directement mesurable . Les courbes de distribution obtenues sont des histogrammes , ce qui implique une manipulation point par point de la caractéristique courant-tension et pour chaque point des calculs relativement longs .

L'originalité de notre méthode réside dans la formulation simplifiée de la distribution $l(\varphi)$ qui met en oeuvre une somme des deux dérivées premières du courant collecté (formule 24) , celles-ci s'obtenant facilement par différenciation électronique ; cela entraîne la possibilité d'un tracé automatique de la distribution avec tout l'intérêt qui s'attache à l'automatisme , en particulier enregistrement rapide , possibilité de recueillir un grand nombre d'informations . Nous décrivons dans la suite l'appareil qui a servi à faire nos mesures .

2.2. Description de l'appareil

2.2.1. Enceinte à vide

L'enceinte à vide est en acier inoxydable ; une pompe ionique y maintient une pression inférieure à 5.10^{-9} Torr . Nous nous sommes imposés une géométrie plane , aussi les différentes électrodes sont-elles des surfaces métalliques planes et parallèles .

L'émetteur thermoélectronique E est un disque de Tantale de 40 mm de diamètre et de 3 mm d'épaisseur s'appuyant sur un cône très aplati de 0,2 mm d'épaisseur et de 80 mm de diamètre .

L'émetteur est chauffé dans sa partie centrale par bombardement électronique issu d'un canon à électrons d'une puissance maximum de 5 kW . Cet émetteur est relié électriquement à la masse de l'enceinte . Le collecteur EC est constitué par trois électrodes circulaires coplanaires en acier inoxydable .

- un disque central de 4 mm de diamètre
- un anneau de 4,2 mm de diamètre intérieur et de 7 mm de diamètre extérieur porté au même potentiel que le disque central , sert d'électrode de garde .
- un second anneau de 7,2 mm de diamètre intérieur et de 70 mm de diamètre extérieur est porté au même potentiel que l'électrode de garde ci-dessus et étend son effet .

Les hypothèses formulées au paragraphe 1.2.1. du paragraphe I nous ont conduit à utiliser dans l'espace émetteur-collecteur deux grilles G_1 et G_2 , planes en tungstène .

Leurs caractéristiques sont les suivantes :

- diamètre extérieur : 70 mm
- diamètre du fil : 25 μ
- ouverture de la maille : 15 μ
- ces deux dernières dimensions impliquent une transparence optique de 14% .

Les grilles G_1 et G_2 sont maintenues par des supports isolants à électrode de garde de façon à éviter les courants de fuite sur les supports isolants des autres électrodes ; elles sont polarisables depuis l'extérieur de l'enceinte . Les différentes électrodes décrites plus haut G_1, G_2 et EC sont situées à des distances de l'émetteur E qui sont respectivement 10,25 et 35 mm . L'émetteur en tantale , dont nous voulons mesurer la distribution des potentiels de sortie présente des grains de dimensions moyennes de l'ordre de 1 mm ; cette cristallisation a été produite par de nombreux cycles thermiques entre la température ambiante et une température de l'ordre de 2600° K.

2.2.2. Système électronique de mesure

Le schéma de principe utilisé est décrit sur la figure 4 . Les grilles G_1 et G_2 sont portées à des tensions continues réglables à partir des alimentations stabilisées AL1 et AL2 . La grille G_1 est portée à un potentiel ajustable par rapport au potentiel de l'émetteur E tandis que la grille G_2 est portée à un potentiel ajustable par rapport au potentiel du collecteur EC : les grilles peuvent avoir ainsi un rôle accélérateur ou sélecteur d'électrons selon la configuration de potentiel souhaitée dans l'espace interélectrode . Remarquons en outre que ce mode de polarisation des grilles permet de réduire les courants capacitifs entre émetteur et collecteur .

2.2.2.1. Mesure de la caractéristique courant-tension I-V .

Le courant collecté est mesuré à l'aide de l'amplificateur opérationnel A1 /24/ qui présente une forte impédance d'entrée et dont la résistance de contre-réaction a été choisie égale à $10\text{ M}\Omega$. Pour obtenir un tracé sur enregistreur X-Y de la courbe I-V , il est nécessaire de faire varier lentement et de façon continue le potentiel V entre émetteur et collecteur . L'amplificateur opérationnel A2 , connecté en sommateur , est alimenté à travers une résistance d'entrée par le signal délivré par le générateur dent de scie très basse fréquence VLF ; il fournit ainsi en sortie la tension V à laquelle est porté l'émetteur . Remarquons dans ce montage que l'émetteur est mis à la terre tandis que la masse du système de mesure est à un potentiel flottant ; cela n'a pas d'incidence sur les mesures car l'impédance de sortie de l'amplificateur opérationnel A2 est très faible . La courbe I-V s'obtient en plaçant le commutateur C en position 1 .

2.2.2.2. Mesure des courbes dérivées dI/dV et d^2I/dV^2

On superpose au signal dent de scie un signal alternatif

délivré par le générateur basse fréquence LF à l'aide de l'amplificateur opérationnel A2 ; nous avons choisi pour ce signal une valeur crête à crête de 50mV et une fréquence de 330 Hz (cette dernière valeur est imposée par le fait qu'il nous faut rejeter une fréquence multiple de la fréquence du réseau d'alimentation . Le courant collecté qui comporte à présent des harmoniques du signal alternatif superposé à la tension de balayage , est analysé à l'aide des deux détecteurs synchrones DS1 et DS2 . Ces appareils nous permettent en effet de détecter respectivement les amplitudes du premier et du second harmonique du signal introduit à l'entrée I , amplitudes qui sont respectivement proportionnelles à la dérivée première dI/dV et à la dérivée seconde d^2I/dV^2 . Dans le cas du détecteur DS1 , le signal de référence à injecter en R est le signal alternatif lui-même ; pour DS2 il est nécessaire d'utiliser le multiplicateur de fréquence X2 dont la sortie est branchée en R puisqu'il s'agit de détecter l'harmonique 2 . On peut tracer séparément les courbes dI/dV et d^2I/dV^2 en plaçant respectivement le commutateur C en position 4 et 2 . Le réglage de phase pour les détecteurs synchrones et en particulier pour le détecteur DS1 s'effectue par compensation de phase lorsque le signal d'entrée est pratiquement nul (cas des potentiels fortement retardateurs pour lesquels le courant collecté est nul) . L'amplitude du signal à la sortie de l'amplificateur A1 est suffisamment importante pour éviter l'emploi d'un pré-amplificateur à faible bruit avant le détecteur synchrone . Afin d'éviter la présence d'harmonique 2 dans le circuit électronique et donc des erreurs dans la pondération du signal dérivée-seconde , il est nécessaire d'utiliser comme générateur LF un oscillateur à onde sinusoïdale présentant une très faible distorsion .

2.2.2.3. Mesure de la courbe de distribution

L'amplificateur opérationnel A3 de la figure 4 réalise la sommation pondérée des signaux dérivée première et dérivée

seconde . La résistance d'entrée R ajustable permet de régler le poids relatif des deux dérivées . Pour les signaux issus des deux détecteurs synchrones , proportionnels à dI/dV et à d^2I/dV^2 , les facteurs de proportionnalité varient respectivement comme l'amplitude du signal alternatif délivré par le générateur LF et comme le carré de l'amplitude de ce même signal . Il en résulte que le terme kT/e , qui dépend de la température de l'émetteur , n'intervient pas seul dans la sommation des deux signaux dI/dV et d^2I/dV^2 . Un réglage préliminaire est donc nécessaire ; celui-ci repose sur le fait suivant : on sait que pour des potentiels fortement retardateurs , les trois signaux $I(V)$, $I'(V)$ et $I''(V)$ sont des exponentielles pures ; de plus il n'existe pratiquement pas de grains de la surface émettrice correspondant à ces potentiels retardateurs , c'est à dire ayant des potentiels de sortie aussi élevés . Il en résulte que la distribution en ces points est nulle et par conséquent que la sommation des deux dérivées doit être nulle . Cette dernière condition peut être remplie en ajustant la résistance R de la façon suivante : en diminuant progressivement la valeur de R , on augmente le poids du signal dérivée seconde jusqu'à ce que la courbe obtenue pour les forts potentiels retardateurs suive pratiquement sans le traverser l'axe horizontal des potentiels V . On place le commutateur C en position 3 pour obtenir la courbe de distribution . Il est encore nécessaire d'effectuer une pondération des ordonnées par le facteur exponentiel qui apparait dans la formule (24) ; cette pondération a été effectuée graphiquement bien qu'il soit possible de la réaliser analogiquement .

2.3. Résultats_des_mesures

2.3.1. Mesure_de_la_résolution_du_système_(fig_5)

Pour accéder à la mesure de la résolution de l'appareil , il faudrait tester celui-ci avec un émetteur ayant un

MESURE DE LA RESOLUTION DU SYSTEME

$I(V)$, courant collecté
 dI/dV , dérivée première
somme pondérée de dI/dV et d^2I/dV^2

$p = 5.10^{-9}$ Torr
 $V_{G1} = - 0,45$ Volt
 $T_E = 2400^{\circ}K$
 $V_{G2} - V_C = 10$ V

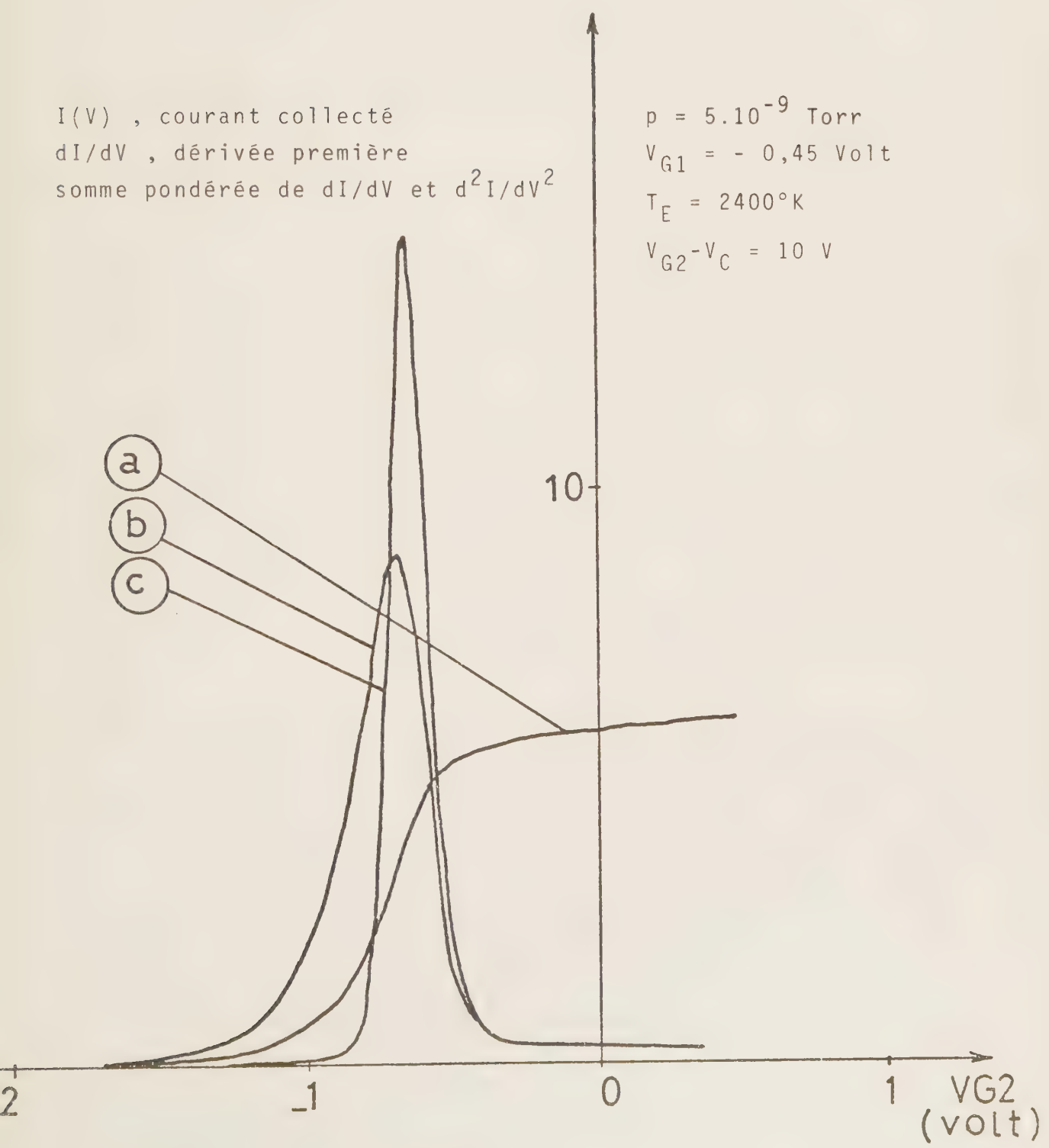


Figure 5

potentiel de sortie uniforme : la dispersion en potentiel obtenue sur la distribution enregistrée autour de ce potentiel de sortie permettrait de chiffrer la résolution . Un tel test pourrait être effectué dans une expérience analogue à celle réalisée par SHELTON /7/ , dans laquelle cathode et anode sont des faces cristallines à potentiels de sortie bien définis et dans laquelle les électrons subissent l'influence d'un fort champ magnétique empêchant toute variation de leur énergie tangentielle . Nous avons évité l'emploi de monocristaux en faisant appel au procédé suivant :

1 - On sait que les grains qui composent l'émetteur donnent naissance à des champs électriques dont l'intensité décroît exponentiellement lorsqu'on s'éloigne de l'émetteur /26/ et disparaît pratiquement à des distances égales à quelques dimensions de grains . Il suffit donc en polarisant négativement la grille G_1 que l'extremum de potentiel créé par la charge d'espace se situe assez loin de l'émetteur pour que l'influence du champ de grains soit négligeable . Tout se passe alors comme s'il existait une barrière unique de potentiel devant l'émetteur ; on peut dire alors que l'on dispose d'un émetteur virtuel à potentiel de sortie mal connu mais très uniforme. Si la température de l'émetteur varie , on peut maintenir constant le courant collecté en ajustant la tension sur la grille G_1 .

2 - La grille à mailles fines G_2 sélectionne les électrons suivant leur énergie normale ; en fait , la plupart sont sélectionnés selon le potentiel existant au voisinage du centre de la maille à condition que la taille des micro-cristaux constituant le fil de la grille soit petite devant l'ouverture de la maille /27/ . Par ailleurs cette ouverture de maille est suffisamment petite et le champ électrique au voisinage de la grille G_2 suffisamment faible pour négliger la distorsion des lignes équipotentielles

dans le plan de la grille /28/. La grille sélectrice G_2 agit donc comme une électrode à potentiel de sortie uniforme. Le collecteur EC est porté à un potentiel positif par rapport à la grille G_2 de telle sorte qu'il collecte tous les électrons ayant franchi celle-ci ; on élimine de cette façon des phénomènes d'émission secondaire et de réflexion au niveau du collecteur. La densité du courant collecté étant faible (10^{-2} A/m^2) il n'est pas nécessaire d'introduire une grille supplémentaire entre G_1 et G_2 afin de neutraliser la charge d'espace. La façon d'opérer que nous venons d'exposer permet d'obtenir des conditions expérimentales très proches de la manipulation de SHELTON /7/.

Nous chiffrons la résolution de l'appareil par la largeur à mi-hauteur de la courbe $I(V)$. Dans les meilleures conditions expérimentales nous trouvons une valeur de 160 mV, comparable à la valeur de 50 mV trouvée par MADEY et YATES /29/ qui ont réalisé une expérience de type SHELTON. Lorsqu'on augmente la température de l'émetteur, il est nécessaire de polariser la grille G_1 plus négativement pour maintenir une densité de courant collecté constante égale à 10^{-2} A/m^2 : par exemple pour $T = 2600^\circ \text{K}$, il faut fixer $V_{G_1} = -2,30 \text{ V}$.

Cependant, dans ces conditions, le champ électrique au voisinage de la grille G_1 augmente et l'extremum de potentiel dû à la charge d'espace se rapproche de G_1 /30/. Or la grille donne naissance à des variations spatiales de potentiel /28/, qui vont rendre le potentiel de sortie équivalent de l'émetteur virtuel moins uniforme. Avec les conditions expérimentales suivantes : $T = 2600^\circ \text{K}$, $V_{G_1} = -2,30 \text{ V}$, nous trouvons une résolution de 240 mV. Par ailleurs si on augmente la différence de potentiel entre la grille G_2 et le collecteur EC, c'est à dire si le champ électrique dans l'espace G_2 -EC croît, la dépression de potentiel au centre d'une maille est plus importante ; on constate alors une baisse de résolution de 4mV/V. La valeur de 50 mV adoptée pour l'amplitude crête à crête du signal alternatif superposé à la tension de balayage est un compromis entre l'amélioration de la sensibilité des dérivateurs et l'obtention d'une meilleure résolution.

La résolution de l'appareil est également sensible à la présence du champ magnétique terrestre et d'un champ magnétique alternatif 50 Hz engendré par les fils de distribution électrique ; ces champs magnétiques influencent surtout les électrons de basses énergies , en particulier au voisinage de la grille sélectrice G_2 . La présence du champ magnétique alternatif 50 Hz a pu être détectée par observation du courant collecté à l'oscilloscope et nous avons essayé de le neutraliser en créant un champ magnétique antagoniste à la même fréquence . Malgré ces facteurs qui altèrent la résolution du système , on peut constater sur la figure 6 que la courbe obtenue est très sensiblement symétrique et a l'allure d'une courbe de Gauss .

2.3.2. Mesure de la distribution des potentiels de sortie de l'émetteur (figures 7,8)

Lorsque le potentiel de la grille G_1 devient accélérateur , la distribution des potentiels de sortie de l'émetteur n'est plus masquée . De façon à obtenir une densité de courant collecté identique à celle de l'expérience décrite dans le paragraphe 2.3.1. , nous sommes obligés de diminuer la température de l'émetteur car ici nous ne pouvons plus contrôler l'émission par une grille auxiliaire . Nous avons montré antérieurement /8/ qu'il n'est pas nécessaire d'introduire une grille supplémentaire entre G_1 et G_2 pour y assurer la monotonie du potentiel . Si l'on compare les figures 6 et 8 , on constate un déplacement du sommet de la courbe $I(V)$; ce déplacement devient indépendant du potentiel de G_1 dès que celui-ci est suffisamment positif ($V_{G1} \geq 5V$) . En pratique , nous avons adopté la valeur $V_{G1} = 20 V$, qui assure un régime d'émission à saturation et un champ électrique devant l'émetteur suffisamment grands devant le champ de grains pour assurer l'indépendance des grains . La courbe de distribution obtenue (figure 8) présente une dispersion à mi-hauteur de 340 mV ; cette courbe est évidemment altérée par la résolution du système .

Pour obtenir une mesure absolue des différents potentiels de sortie, il est nécessaire de connaître le potentiel de sortie de la grille G_2 . Nous avons évalué celui-ci par la méthode du potentiel retardateur. Pour des potentiels fortement retardateurs, la caractéristique I-V a une allure exponentielle; un tracé de la portion correspondante sur papier semi-logarithmique donne une droite. La pente de cette droite nous donne la température électronique qui est nécessaire pour déterminer le potentiel de sortie du sélecteur; ce dernier est calculé à partir d'un point de la droite /2,3/. Cette méthode nous donne $4,80 \pm 0,4$ eV pour potentiel de sortie de la grille G_2 . L'erreur absolue importante de 0,4 eV est due à la détermination graphique de la température électronique. Le sommet de la distribution (figure 8) correspond à une différence de potentiel de contact de $0,32 \pm 0,02$; cette valeur est en bon accord avec des résultats expérimentaux obtenus pour des d.d.p. de contact entre tantale et tungstène polycristallins par certains auteurs /31/ dans des conditions semblables. En adoptant la valeur 4,80 eV pour potentiel de sortie moyen de la grille en tungstène, nous trouvons ainsi pour potentiel de sortie du plus grand nombre de grains de l'émetteur (sommet de la courbe de distribution) la valeur $4,50 \pm 0,4$ eV.

2.4. Conclusion

La méthode que nous proposons, comme toutes celles que l'on peut trouver dans la littérature, donne des mesures relatives de potentiel de sortie c'est à dire des différences de potentiel de contact, avec une résolution (160 meV) comparable. Pour passer à des mesures absolues, il est nécessaire d'avoir un potentiel de sortie de référence et la précision des mesures absolues est alors fonction de l'erreur absolue avec laquelle est connu ce potentiel de sortie de référence. HAAS et THOMAS /32/ se sont penchés sur ce problème et ont étudié l'orientation cristalline de fils de tungstène afin de voir s'il existait une orientation privilégiée de recristallisation qui permettrait

RESOLUTION DU SYSTEME APRES PONDERATION EXPONENTIELLE

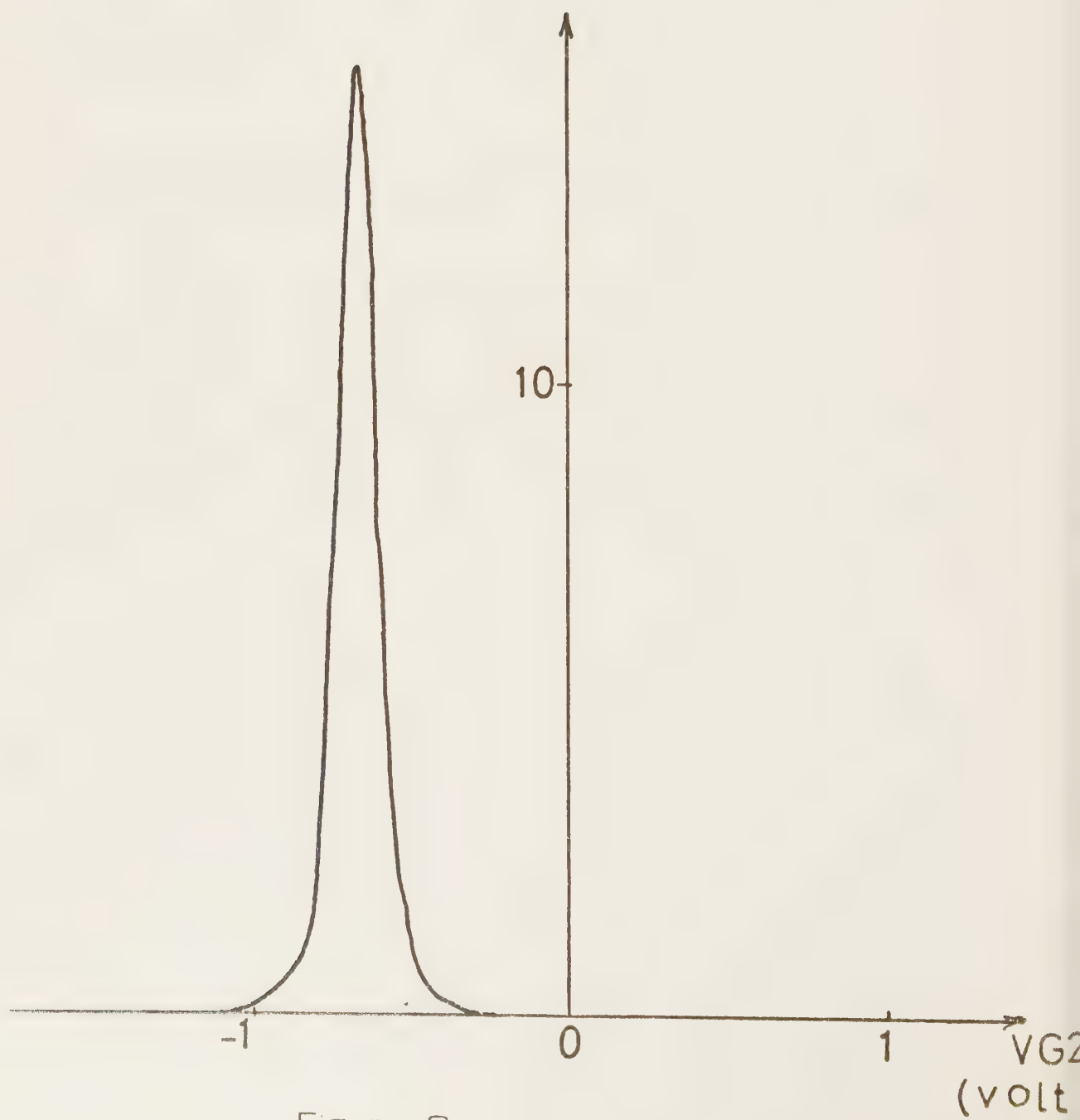


Figure 6

MESURE DE LA DISTRIBUTION DES POTENTIELS DE SORTIE

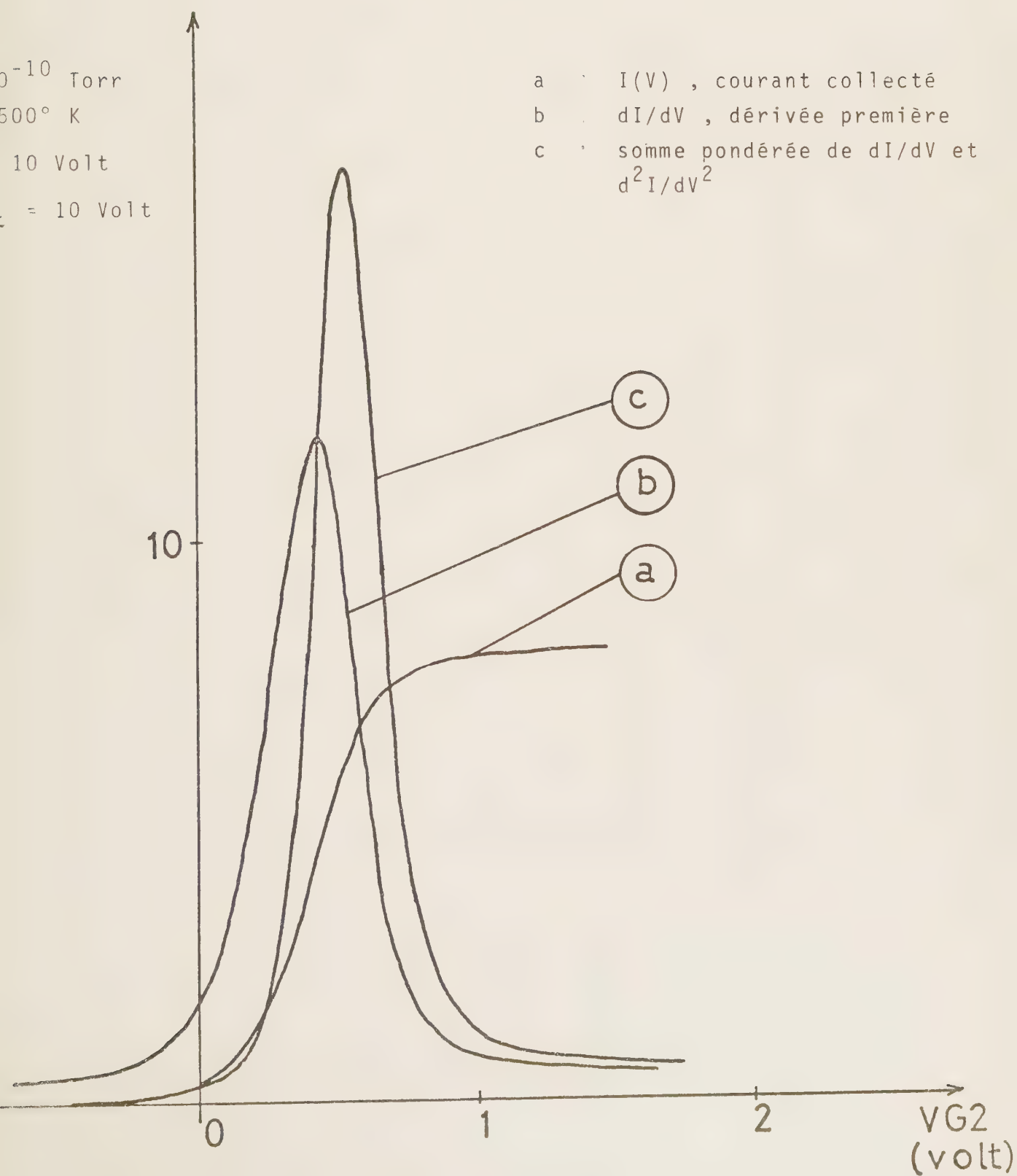


Figure 7

MESURE DE LA DISTRIBUTION DES POTENTIELS DE SORTIE APRES
PONDERATION EXPONENTIELLE

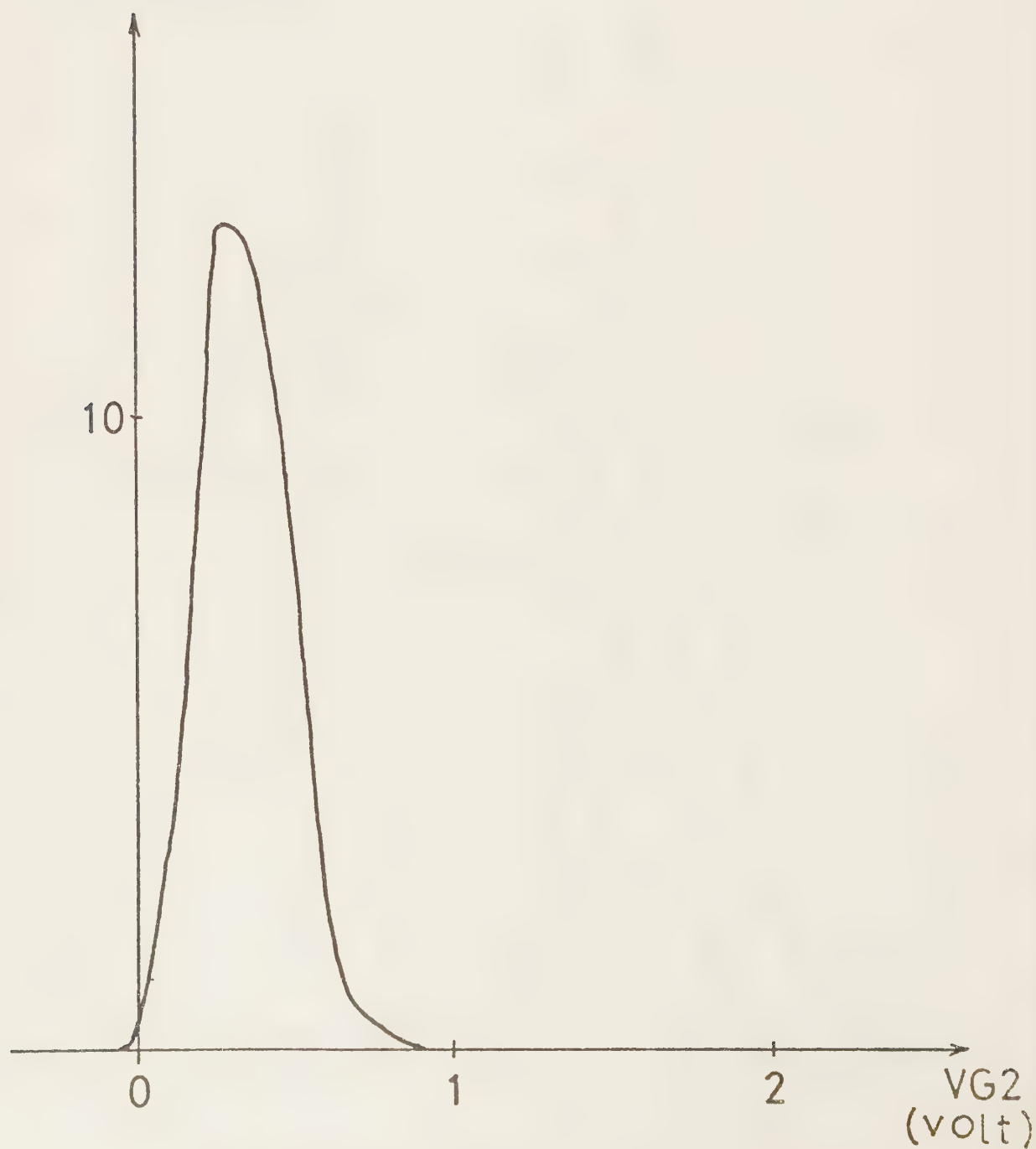


Figure 8

de définir une valeur précise du potentiel de sortie . Ces auteurs concluent à une dispersion du potentiel de sortie de 0,2 eV et conseillent donc une mesure préalable du potentiel de sortie de référence si l'on souhaite obtenir une précision supérieure à 0,2 eV , ou bien alors d'utiliser du fil monocristallin .

Il est par ailleurs possible d'obtenir des valeurs absolues pour le potentiel de sortie d'un métal servant de collecteur dans une expérience d'émission de champ /12,33/

Mise à part cette difficulté concernant des mesures absolues de potentiels de sortie inhérentes à toutes les méthodes de ce type , le système que nous proposons /34/ est simple de mise en oeuvre et peu onéreux . Son utilisation implique la conservation de l'énergie tangentielle des électrons , c'est pourquoi il serait impossible de l'utiliser dans une expérience du type DEVIN et PHUC /21/ .

Par contre sa résolution serait considérablement améliorée dans des expériences similaires à celles de SHELTON /7/ avec champ magnétique axial pour lesquelles on pourrait améliorer le fonctionnement des circuits électroniques en utilisant un signal sinusoïdal de faible amplitude et des détecteurs de sensibilité élevée . La possibilité de tracer rapidement un grand nombre de distributions comme c'est le cas également de la technique de balayage électronique de HAAS et THOMAS /18/ est très intéressante dans des expériences de contamination par exemple .

Il est possible en outre d'améliorer la chaîne analogique afin d'éviter toute manipulation graphique des courbes obtenues . Pour cela il faut compléter la chaîne par un convertisseur exponentiel . Notons cependant qu'une telle chaîne entièrement automatique nécessite un réglage de zéro très délicat .

DEUXIEME PARTIE

SIMULATION NUMÉRIQUE DE LA COLLECTION DE PARTICULES CHARGÉES ,

DE BASSE ÉNERGIE , PAR DES SURFACES POLYCRISTALLINES

I - Introduction

Nous avons été conduits dans l'étude expérimentale exposée dans la première partie à négliger l'effet des champs électriques locaux dûs aux différences de potentiels de contact entre grains constituant la surface de l'électrode sélectrice dans la méthode de potentiel retardateur utilisée . Cette approximation est pleinement justifiée dans le cas où on utilise une grille puisque la dimension moyenne des monocristaux constituant cette grille est de l'ordre du micron /35/ ; or le rayon d'action du champ local dû aux grains est de cet ordre c'est à dire petit devant l'ouverture de maille de la grille (15μ) /36/ . Nous avons de la même façon négligé l'influence des champs électriques locaux au voisinage immédiat de l'émetteur ; cette dernière hypothèse est justifiée si l'on applique un champ électrique extérieur grand devant le champ local moyen dû aux grains de l'émetteur .

Cependant , on doit tenir compte des variations spatiales du champ électrique produit par les grains d'une surface utilisée comme collecteur de particules chargées , en particulier lorsque le champ appliqué au voisinage de la surface est faible , ce qui est le cas de l'analyse en énergie par une méthode de champ retardateur . La question de l'influence du champ de grains sur la collection de particules chargées revêt une importance pratique considérable pour déterminer s'il est impératif d'utiliser une électrode à potentiel de sortie uniforme comme collecteur dans l'analyse en énergie ou si une surface polycristalline peut remplir la même fonction . Nous envisageons dans la suite l'aspect fondamental du problème de la collection de particules chargées par des surfaces polycristallines à partir d'un modèle simple de répartition des grains sur la surface .

II - Théorie du champ électrique local dû aux grains

COMPTON et LANGMUIR /37/ ont été les premiers à étudier l'influence des champs électriques locaux au voisinage de la cathode dans des expériences d'émission thermoélectro-nique ; leur intention était d'expliquer le niveau peu élevé de la saturation de l'émission des surfaces composites . Ils proposent pour cela de représenter la cathode par une distribution de grains ayant la configuration d'un échiquier . Ce modèle d'échiquier a été repris ultérieurement par BECKER /38/ et ROSE /39/ pour rendre compte de l'effet Schottky "anormal" c'est à dire des déviations observées par rapport à l'effet Schottky "normal" qui peut s'interpréter par l'action de la seule force-image .

NOTTINGHAM /40/ montre qu'un modèle plus simple constitué par une distribution des grains en bandes adjacentes parallèles permet de conclure aussi aisément que la distribution en échiquier sur l'influence du champ de grain . Son calcul repose sur l'expression du potentiel $V(x,z)$ qui s'écrit :

$$V(x,z) = a.\exp (-2\pi z/x_0) \cdot \cos (2\pi x/x_0) \quad (27)$$

- les coordonnées de x et z sont prises respectivement suivant la direction transversale aux bandes et la normale au plan des bandes .

- x_0 représente la largeur des bandes .

Remarquons la périodicité due au terme en cosinus et la décroissance des variations due au terme exponentiel . La surface correspondant à $z=0$, qui peut être considérée comme la surface réelle , présente un potentiel à variations sinusoïdales .

HERRING et NICHOLS /26/ proposent une formulation générale du potentiel $V(x,y,z)$ par une série , au voisinage d'une électrode plane (x,y) à grains en supposant une double

périodicité de la variation de potentiel due aux grains , qui soit une solution de l'équation de Laplace et qui généralise l'équation (27) :

$$V(x,y,z) = \bar{\phi} + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cdot \sin(2\pi nx/X) + b_n \cdot \cos(2\pi nx/X)) \cdot (c_m \cdot \sin(2\pi my/Y) + d_m \cdot \cos(2\pi my/Y)) \cdot \exp(-2\pi z(n^2/X^2 + m^2/Y^2)^{1/2}) \quad (28)$$

- X et Y sont les périodes suivant les directions x et y .

- $\bar{\phi}$ représente le potentiel de sortie moyen de l'électrode . Dans cette série , apparaissent des termes harmoniques qui permettent de rendre compte des variations réelles du potentiel au voisinage de la surface , ces harmoniques ayant une décroissance avec la distance d'autant plus rapide qu'ils sont de rang plus élevé . Plus récemment , HANSEN /41/ utilise , pour rendre compte de l'effet Schottky "anormal" , le modèle à bande de NOTTINGHAM en supposant des variations abruptes de potentiel d'une bande à la suivante . Il donne pour le potentiel une formulation particulièrement simple :

$$V(x,z) = (2V_o/\pi) \cdot \text{Arctg} \left(\sin(\pi x/x_o) / \sinh(\pi y/x_o) \right) \quad (29)$$

- x_o représente toujours la largeur d'une bande .

- $2V_o$ représente la variation de potentiel d'une bande à la suivante . Contrairement à l'expression (27) , l'expression (29) met en évidence des variations abruptes du potentiel au voisinage de la surface , c'est à dire pour des distances à la surface petites devant la largeur d'une bande .

HERRING et NICHOLS /26/ ont les premiers présenté un aspect qualificatif du problème des collecteurs à grains et de leur influence sur la réflexion des particules . HEIL /27/ a traité ce problème quantitativement à la fois à partir du modèle à bandes et du modèle en échiquier : cependant , les expressions utilisées supposent comme HERRING et NICHOLS une variation sinusoïdale du potentiel sur la surface et le terme correspondant à la force image n'a pas été introduit . C'est pourquoi nous avons entrepris l'étude de la collection de particules chargées /42/ en nous appuyant sur le modèle proposé par HANSEN /41/ pour l'émission (équation (29)) .

III - Description du modèle utilisé

3.1. Expression du potentiel et du champ électrique

Considérons une suite infinie de bandes planes conductrices adjacentes de largeur x_0 , de longueur infinie . Le potentiel , constant sur une bande , alterne entre les valeurs $+V_0$ et $-V_0$ d'une bande à la suivante . La largeur de bande x_0 représente la dimension moyenne des grains de la surface polycristalline et $2V_0$ représente la variation moyenne du potentiel de sortie de la surface . L'intensité moyenne du champ électrique dû à cette répartition de grains est ainsi :

$$E_p = 2V_0/x_0 \quad (30)$$

Nous allons calculer la valeur du potentiel et du champ électrique en tout point de l'espace .

Par raison de symétrie , les plans équipotentiels à potentiel nul sont orthogonaux à la surface et coupent celle-ci sur la ligne de séparation de deux bandes adjacentes .

Il suffit pour connaître le potentiel en tout point , de calculer le potentiel dans l'espace limité par deux plans équipotentiels $V=0$ et une bande au potentiel $V=V_0$. (figure 9)

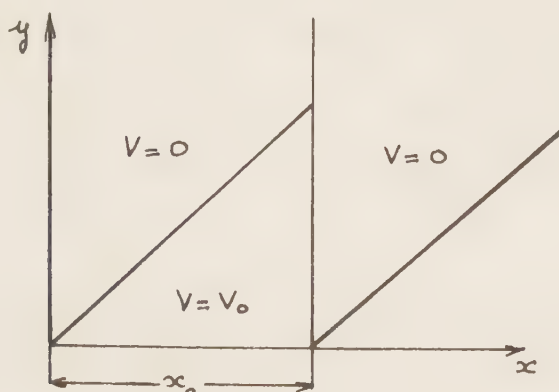


Figure 9

Le modèle présente une périodicité suivant $\vec{Ox}$ égale à x_0 , largeur de bande ; il est par ailleurs bi-dimensionnel , ce qui implique que le potentiel V dépend des seules coordonnées x et y , la coordonnée y étant prise suivant la normale à la surface . Nous faisons appel à une transformation conforme /43/ pour transformer la configuration géométrique de notre modèle en une configuration géométrique plus simple pour laquelle le potentiel est plus facile à évaluer . Nous utilisons une première transformation conforme $Z = \operatorname{tg} z$, dans laquelle z est la quantité complexe $x + iy$ et Z la quantité complexe $X + iY$, X et Y étant les coordonnées d'un repère orthonormé du plan de la transformée . Les coordonnées x , y sont exprimées dans la suite par des nombres sans dimensions ; il en résulte que le potentiel s'exprime également par un nombre sans dimension . L'espace limité par les plans définis sur la figure 9 est transformé en l'espace situé à droite du plan équipotentiel $V = 0$ passant par l'origine des coordonnées (figure 10)

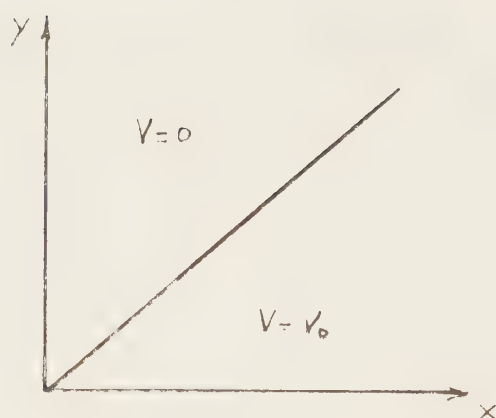


Figure 10

Une seconde transformation conforme $\zeta = \text{Ln } Z (\zeta = \xi + i\eta)$ transforme l'espace défini par la figure 10 en l'espace compris entre deux plans parallèles portés respectivement aux potentiels $V = V_0$ et $V = 0$ (figure 11)

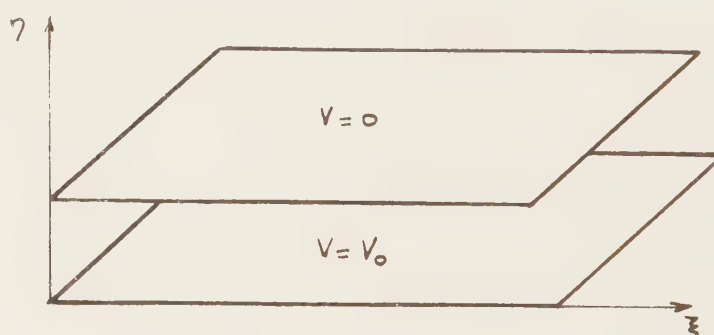


Figure 11

La configuration géométrique obtenue est celle de l'espace compris entre les armatures d'un condensateur plan , pour lequel on connaît bien le potentiel en tout point . Pour ce condensateur , les surfaces équipotentielles sont des plans $\eta = \text{constante}$; en exprimant η en fonction de x et y par l'intermédiaire de Z , nous trouvons pour expression du potentiel $V(x,y)$ l'expression (29) annoncée plus haut :

$$V(x,y) = 2V_0/\pi \cdot \text{Arctg}(\sin(\pi x/x_0)/\text{sh}(\pi y/x_0))$$

Ce potentiel répond aux conditions aux limites que nous nous sommes fixé , à savoir potentiel nul à l'infini et potentiel égal à V_0 sur la bande . Les composantes du champ électrique E_x et E_y , déduites de l'expression (29) s'écrivent :

$$E_x = -(2V_0/x_0) \cdot \cos(\pi x/x_0) \cdot \text{sh}(\pi y/x_0) / (\text{sh}^2(\pi y/x_0) + \sin^2(\pi x/x_0)) \quad (31)$$

$$E_y = (2V_0/x_0) \cdot \sin(\pi x/x_0) \cdot \text{ch}(\pi y/x_0) / (\text{sh}^2(\pi y/x_0) + \sin^2(\pi x/x_0))$$

La double transformation conforme utilisée s'écrit

$$z = \text{Ln}(\text{tg } z)$$

Remarquons qu'il est possible de traiter le problème de bandes conductrices adjacentes en faisant appel à la dualité conducteur-isolant . Ainsi le problème proposé revient à calculer le potentiel créé par une suite infinie de droites chargées avec une densité $\pm\lambda$, proportionnelle au potentiel $\pm V_0$ /44/ .

3.2. Propriétés du modèle

Le potentiel $V(x,y)$, donné par l'expression (29) obéit par définition à l'équation de Laplace ; il admet une période suivant $\overrightarrow{Ox}$ égale à $2x_0$. Son expression à grande distance de la surface prend la forme suivante :

$$V(x,y) = (4V_0/\pi) \cdot \sin(\pi x/x_0) \cdot \exp(-\pi y/x_0) \quad (32)$$

expression du potentiel utilisée par NOTTINGHAM /40/ et HEIL /27/ . Nous constatons ainsi que ces auteurs ont utilisé une forme approchée pour le potentiel , valable loin de la surface et donc qu'une telle forme n'est pas susceptible de décrire correctement les phénomènes intervenant sur des particules à faible distance de la

surface .

Le champ électrique , dont les composantes sont données par les expressions (31) , n'est normal à la surface que dans le plan médiateur des bandes ; partout ailleurs il présente une composante transversale susceptible de défléchir les particules s'approchant de la surface /45/ . L'intensité du champ électrique s'écrit :

$$E = (2V_0/x_0)/(\operatorname{sh}^2(\pi y/x_0) + \sin^2(\pi x/x_0))^{1/2} \quad (33)$$

L'expression (33) met en évidence le fait qu'au voisinage d'une jonction de deux bandes ($x=0$, $y=0$ par exemple) le champ électrique tend vers une valeur infinie ; la déflexion subie par une particule au voisinage d'une jonction sera donc très importante .

Plaçons nous par exemple au voisinage immédiat d'une jonction : dans la mesure où $\pi y/x_0$ et $\pi x/x_0$ sont faibles , nous pouvons prendre pour valeur de E la valeur approchée suivante :

$$E = (2V_0 x_0 / \pi) / (x^2 + y^2)^{1/2} \quad (34)$$

L'expression (34) nous montre alors que les lignes de champ au voisinage d'une jonction sont des cercles dans le plan (x,y) , centrés en 0 , origine des coordonnées ; les équipotentiels sont donc des portions de droites , rayons de ces cercles , au voisinage de la jonction .

IV - Première approche du problème

4.1. Introduction

Notre propos est l'analyse en énergie de particules chargées par une méthode de potentiel retardateur ; nous souhaitons évaluer l'influence du champ de grains sur les mesures lorsque l'électrode collectrice présente

un potentiel de sortie non uniforme . Pour cela , nous envisageons des particules lancées vers une surface idéale , dont la description vient d'être faite dans le paragraphe III , et subissant l'action d'un champ électrique uniforme retardateur E_a . En arrivant au voisinage de la surface , une particule est soumise de surcroît à l'action de la force-image . Le champ électrique E_i dû à la force-image varie en raison inverse du carré de la distance de la particule à la surface et dépend par conséquent de l'échelle absolue des distances . Ce n'est pas le cas du champ de grain pour lequel les expressions (31) nous montrent que seule l'échelle relative des distances intervient .

Remarquons qu'à grande distance de la surface , le potentiel dont dérive la force-image , qui est inversement proportionnel à la distance , l'emporte sur le potentiel créé par la distribution de grains /33/ qui , lui , décroît exponentiellement (expression (32)) .

Lorsqu'on est en présence d'une surface à potentiel de sortie uniforme (monocristal par exemple) , l'action de la force-image pour un champ appliqué donné se traduit par un abaissement de la barrière de potentiel (effet Schottky /38/) : la valeur en volt de cet abaissement /26/ est donné par :

$$\Delta V = 3,8.10^{-5}.E^{1/2} \quad (35)$$

E représente l'intensité du champ électrique en volt/mètre . La position du sommet de la barrière de potentiel sur la normale à la surface est donnée en mètre par :

$$x = 1,9.10^{-5}/E^{1/2} \quad (36)$$

Lorsque le potentiel de sortie de la surface n'est pas uniforme , on constate expérimentalement des déviations par rapport à l'effet Schottky dans l'émission thermoélectronique par exemple /26/ . L'importance relative de ces déviations qui rend compte de l'effet de grains dépend des conditions expérimentales particulières dans lesquelles on opère , c'est à dire du champ appliqué , de la dimension des grains de la surface émettrice ou collectrice et de l'amplitude de la variation du potentiel de sortie sur la surface . Le modèle mathématique que nous venons de décrire (paragraphe III) permet de tenir compte de ces conditions expérimentales particulières et de connaître avec précision le comportement des surfaces polycristallines vis à vis de l'émission ou de la collection de particules chargées , c'est à dire l'émittance ou l'acceptance de ces surfaces .

L'émittance ou l'acceptance dépendent des barrières de potentiel rencontrées par les particules.

La suite de notre exposé concerne donc le calcul des barrières de potentiel pour diverses conditions expérimentales .

4.2. Calcul des extremums de potentiel devant la surface

Les expressions (31) des composantes du champ de grains nous invitent à utiliser à la place des variables x et y les variables réduites $X = \pi x/x_0$ et $Y = \pi y/x_0$.

Dans ces mêmes expressions (31) , apparait la quantité $E_p = 2V_0/x_0$, qui représente le champ de grains moyen que nous prenons dans la suite comme unité de champ .

Ainsi le champ uniforme appliqué E_a prend la valeur réduite F donnée par :

$$F = E_a/E_p$$

(37)

De même le champ de force-image $E_i = - e/16\pi\epsilon_0 y^2$ (système d'unités MKSA) s'exprime en valeur réduite par :

$$E_i/E_p = \frac{-\pi e}{32 \epsilon_0 V_0 x_0 y^2} \quad (38)$$

L'expression (38) peut s'écrire :

$$E_i/E_p = -G/Y^2 \quad (39)$$

avec

$$G = \pi e / 32 \epsilon_0 V_0 x_0 = 1,776 \cdot 10^{-9} / V_0 x_0 \quad (40)$$

La valeur du paramètre G donné par (40) dépend des caractéristiques de la surface étudiée , c'est à dire de la variation du potentiel $2V_0$ et de la dimension moyenne des grains x_0 . Si nous envisageons des variations de potentiel comprises entre 0,1 Volt et 1 Volt et des dimensions de grains comprises entre 10^{-9} m et 10^{-3} m , G prend des valeurs comprises entre $1,776 \cdot 10^{-6}$ et 17,76 . Les composantes du champ électrique total dû à la superposition du champ de grains , du champ appliqué et du champ de force-image s'écrivent en valeurs réduites :

$$\begin{aligned} E_x &= -\cos X \cdot \operatorname{sh} Y / (\operatorname{sh}^2 Y + \sin^2 X) \\ E_y &= \sin X \cdot \operatorname{ch} Y / (\operatorname{sh}^2 Y + \sin^2 X) + F - G/Y^2 \end{aligned} \quad (41)$$

Le potentiel résultant correspondant prend la valeur réduite suivante :

$$V = \operatorname{Arctg} (\sin X / \operatorname{sh} Y) - F \cdot Y - G/Y \quad (42)$$

En l'absence de champ appliqué et de force-image , le potentiel prend la valeur $\epsilon \pi/2$ sur la surface ($\epsilon=-1$ dans le cas du grain attractif et $\epsilon=+1$ dans le cas du grain répulsif .

Par raison de symétrie , les extremums de potentiel doivent se trouver dans les plans médiateurs des bandes $X = - \pi/2$ et $X = + \pi/2$. Dans ces conditions , la composante E_x du champ total est nulle (expression (41)) et la composante E_y s'écrit :

$$E_y = \epsilon / \operatorname{ch} Y + F - G/y^2 \quad (43)$$

Dans cette expression ϵ prend la valeur -1 lorsqu'on recherche les extremums devant la bande attractive pour des particules de charge positive et prend la valeur +1 pour la recherche des extremums devant la bande répulsive . En annulant l'expression (43) , nous obtiendrons la position des extremums de potentiel , dont la valeur est donnée par l'expression (42) , où l'on fait $X = \epsilon \pi/2$:

$$V = \epsilon / \operatorname{arctg} (1 / \operatorname{sh} Y) - F.Y - G/y \quad (44)$$

Nous envisageons dans la suite le calcul des extremums de potentiel pour chaque type de bande , attractive , puis répulsive .

4.2.1. Cas de la bande attractive

Le champ total sur l'axe a pour valeur d'après (43) , dans laquelle on fait $\epsilon = -1$

$$E_y = -1 / \operatorname{ch} Y - G/y^2 + F \quad (45)$$

L'examen séparé des trois termes constituant l'expression analytique du champ total , puis leur sommation montre l'existence d'une valeur unique de Y annulant E_y , c'est à dire d'un extremum unique de potentiel quelles que soient les valeurs données aux paramètres G et F .

Une méthode numérique par dichotomie nous donne la valeur de la racine Y_0 de l'expression (45) du champ pour G et F donnés ; cette valeur reportée dans l'expression du potentiel (44) donne la hauteur de l'extremum de potentiel .

4.2.2. Cas de la bande répulsive

Le champ total sur l'axe de la bande s'écrit :

$$E_y = 1/\cosh Y - G/Y^2 + F \quad (46)$$

Pour des valeurs de G suffisamment importantes , le champ est monotone croissant en fonction de Y ; l'expression (46) a une seule racine . Pour des valeurs de G plus faibles , la courbe représentative de E_y peut présenter deux extremums . Entre une courbe monotone croissante et une courbe présentant deux extremums apparaissant pour des valeurs de G de plus en plus faibles , nous trouvons nécessairement une courbe limite présentant un point d'inflexion horizontal . Cette courbe correspond à la valeur particulière $G = 1,334706$, qui représente la limite au-delà de laquelle il n'existe qu'un extremum de potentiel devant la bande répulsive et cela quelle que soit la valeur donnée à F . Pour des valeurs de G inférieures à la limite définie ci-dessus , il peut exister suivant la valeur donnée à F un ou trois extremums de potentiel .

4.2.3. Résultats

Lorsqu'on est en présence d'une surface métallique ayant un potentiel de sortie uniforme (cas d'un monocristal par exemple) , la barrière de potentiel devant la surface a pour hauteur la valeur de ce potentiel de

sortie si le champ électrique est nul sur la surface . Cette barrière est abaissée par l'action simultanée du champ électrique appliqué et d'un champ dû à l'effet image d'une particule s'approchant de la surface (effet Schottky) . Le modèle que nous étudions peut traiter le cas de l'effet Schottky seul en partant d'une surface collectrice dont le potentiel est nul (potentiel moyen pris pour référence) ; il suffit en effet de supprimer dans l'expression (43) le terme $\epsilon / \sinh Y$ dû au champ de grain et dans l'expression (44) le terme $\epsilon \operatorname{erfc} (1 / \sinh Y)$ correspondant . Les expressions (43) et (44) donnent alors la distance à la surface de l'extremum unique de potentiel et sa valeur , soient respectivement $\sqrt{G/F}$ et $-2 \sqrt{F.G}$ en valeurs réduites . Nous avons tracé sur les figures 12 et 13 les courbes donnant la hauteur de la barrière due à l'effet Schottky seul en fonction du champ appliqué F avec G comme paramètre . Cela nous permet de rendre compte des influences respectives de la force-image et du champ de grains sur les hauteurs des barrières de potentiel devant la surface .

4.2.3.1. Cas du grain attractif (figure 12)

On a représenté les courbes donnant avec G comme paramètre , l'évolution de la valeur de l'extremum de potentiel en fonction du champ appliqué avec des échelles logarithmiques en abscisses et en ordonnées . L'examen des courbes nous montre que le champ de grains contribue toujours à un abaissement de la barrière de potentiel devant le grain ; cet abaissement est d'autant plus important que G est plus petit , c'est à dire que pour une variation donnée du potentiel sur la surface la dimension des grains est plus grande (expression (40)) . Compte tenu des échelles choisies , les courbes dues à l'effet Schottky

VALEUR DE L'EXTREMUM DE POTENTIEL
DEVANT UN GRAIN ATTRACTIF



Figure 12

seul sont des droites de pente $1/2$. Pour G donné , il existe pour F une limite inférieure et une limite supérieure en-deçà et au-delà desquelles les courbes se rapprochent de la droite de Schottky correspondante . Pour $G \leq 10^{-3}$, les courbes sont confondues pour des valeurs du champ F comprises entre une borne inférieure dépendant de la valeur de G et 1 .

Pour des valeurs de G faibles ($G \leq 10^{-3}$) et des valeurs de F pas trop élevées ($1 \leq F \leq 10^2$) la hauteur de la barrière de potentiel prend la valeur réduite constante $-\pi/2$. Ce résultat se déduit des expressions (43) et (44) : en effet si dans l'expression (43) , nous faisons $\epsilon = -1$ (bande attractive) et négligeons le terme $-G/\gamma^2$, dû à la force image (G faible) , la composante E_y du champ ne peut pas s'annuler ($F \geq 1$) et la valeur de l'extremum de potentiel rencontrée par une particule de charge positive s'approchant de la surface est le potentiel de la bande attractive , dont la valeur réduite est $-\pi/2$.

En résumé on peut dire qu'il existe un intervalle pour F où le champ de grains l'emporte sur la force-image pour déterminer la hauteur de la barrière de potentiel devant le grain . Cette prépondérance est d'autant plus prononcée que la valeur de G devient plus faible ; ce cas est réalisé en pratique pour des valeurs de $G \leq 10^{-3}$ c'est à dire par exemple pour des dimensions de grains supérieures au micron et pour des variations de potentiel sur la surface de 1 volt .

4.2.3.2. Cas du grain répulsif (figure 13)

Les courbes reproduites sur la figure 13 donnent , avec G comme paramètre , en fonction du champ appliqué F , la hauteur de la barrière de potentiel en coordonnées réduites . Cependant , comme nous l'avons signalé plus

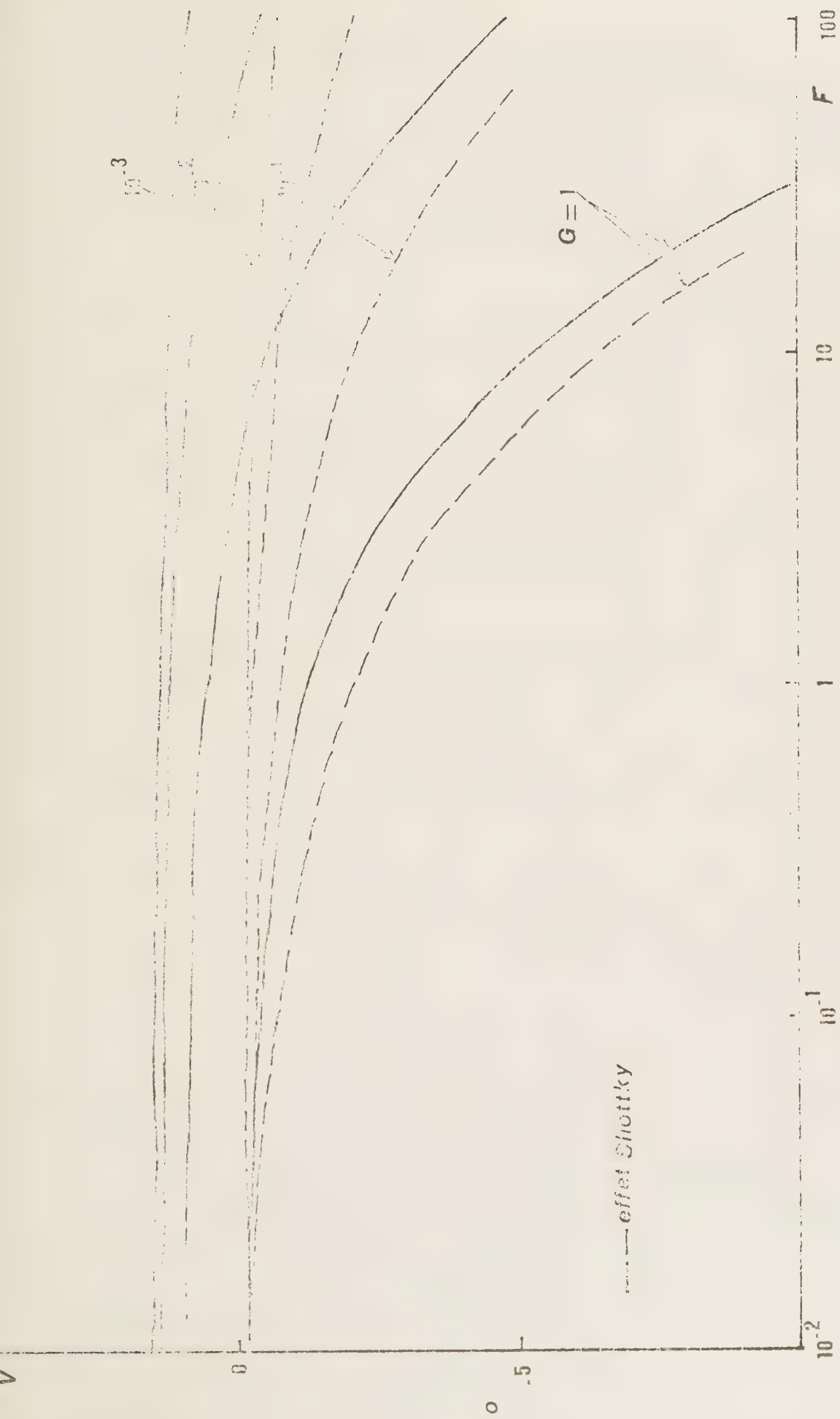


Figure 13

haut , pour certaines valeurs de G et F , il peut exister trois extremums de potentiel devant le grain ; deux parmi ces trois extremums sont des maximums qui doivent être comparés pour déterminer la hauteur de la barrière de potentiel . Nous représentons sur la figure 13 des courbes correspondant à l'existence d'un seul extremum de potentiel ; nous étudierons dans la suite le cas des trois extremums .

L'allure générale des courbes nous montre que l'action du champ de grains est essentiellement une augmentation de la hauteur de la barrière de potentiel devant le grain d'une valeur de $+\pi/2$, représentant dans notre modèle le potentiel du grain répulsif . L'influence du champ de grains diminue avec les valeurs croissantes du paramètre G jusqu'à ce que la hauteur de la barrière soit pratiquement déterminée par l'effet Schottky ($G \gg 1$, $F > 1$)

4.2.4. Etude de l'existence de trois extremums de potentiel devant un grain répulsif (figure 14)

Nous avons tracé dans le plan des paramètres G et F une courbe limite à l'intérieur de laquelle chaque point donne naissance à trois extremums de potentiel devant le grain répulsif .

Sur la même figure , nous avons également tracé les courbes d'égale hauteur de barrière de potentiel concernant le grain attractif , le grain répulsif et l'effet Schottky seul .

A droite de la courbe limite définie ci-dessus , les lignes d'égale hauteur sont pratiquement confondues . Pour ces points du plan (G, F) l'ondulation de potentiel due au seul champ de grains est faible ; il en résulte que la barrière que doivent franchir les particules est déterminée principalement par l'effet Schottky . La sélection des particules s'opère alors loin de la surface et s'effectue suivant leur énergie normale

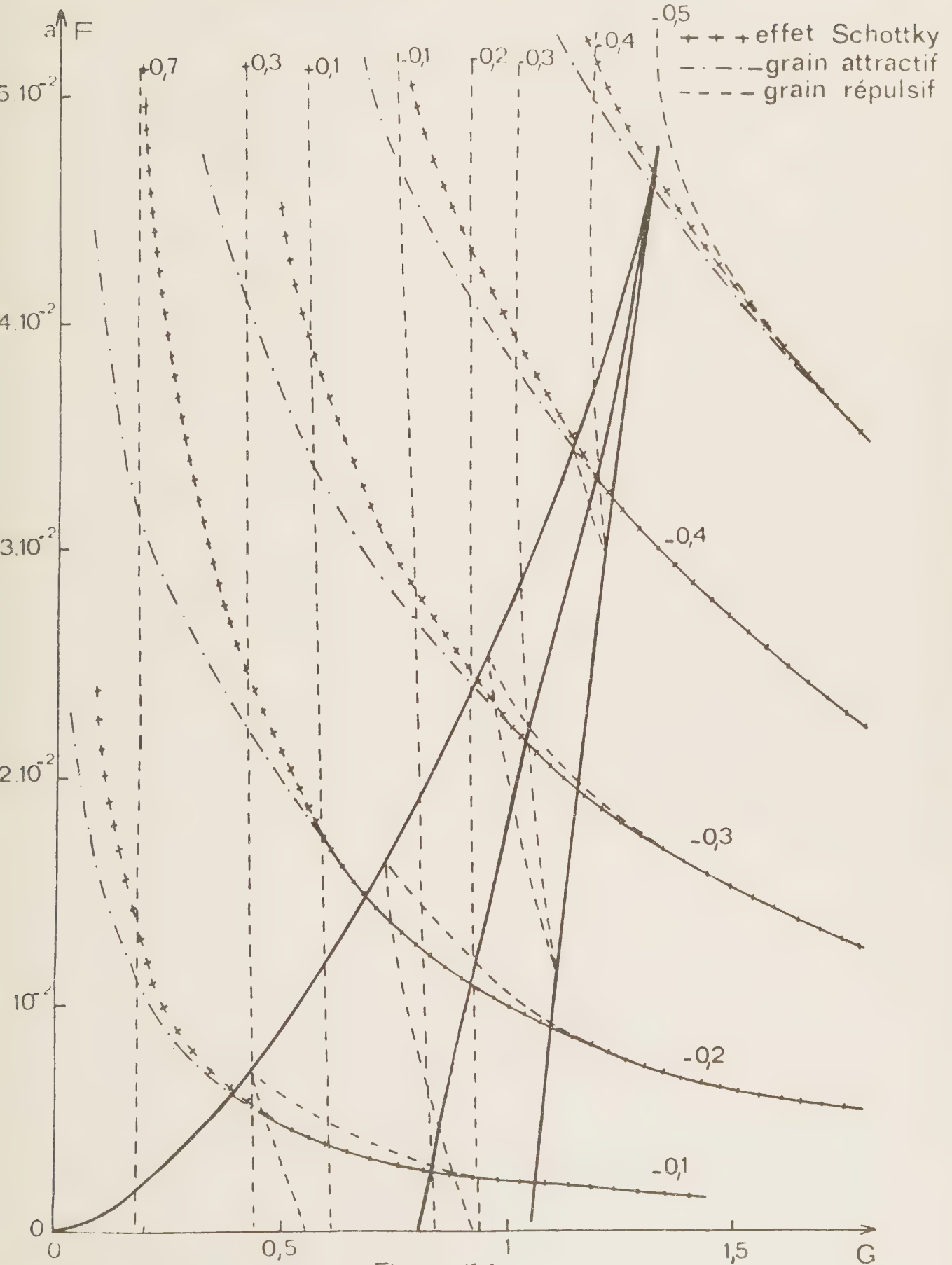


Figure 14

comme c'est le cas pour une surface à potentiel de sortie uniforme . Remarquons que ce mode de fonctionnement correspond à des valeurs de G supérieures à l'unité , ce qui implique des dimensions de grains inférieures à la dizaine d'angström dans le cas d'une variation de potentiel de 1 volt sur la surface et nous nous plaçons ainsi à la limite de validité de notre modèle .

Si maintenant , nous nous plaçons en un point du plan (G, F) situé à gauche de la courbe limite , nous voyons que le champ de grains abaisse légèrement la hauteur de la barrière de potentiel devant le grain attractif tandis qu'il l'augmente de façon plus importante devant le grain répulsif (ces augmentations ou diminutions de hauteur de barrière sont relatives à la hauteur obtenue en tenant compte du seul effet Schottky) . Remarquons que les courbes correspondant au grain attractif et à l'effet Schottky seul sont pratiquement confondues : c'est l'effet Schottky qui détermine principalement la barrière de potentiel devant le grain attractif . Devant le grain répulsif , il existe deux maximums de potentiel situés l'un près du grain , l'autre loin du grain . La valeur de l'un de ces deux maximums détermine la hauteur de la barrière de potentiel à franchir par une particule incidente . On peut définir à l'intérieur de la courbe limite une ligne que laquelle les valeurs des maximums sont identiques .

4.2.5. Utilisation du modèle dans un cas réel (figure 15)

Sur la figure 15 nous avons porté la hauteur de la barrière de potentiel exprimé en volt devant un grain attractif en fonction du champ appliqué exprimé en volt /mètre pour différentes dimensions de grains . Sur cette même figure nous avons tracé la courbe donnant l'abaissement de Schottky en fonction du champ appliqué ; cette courbe est ici une droite puisqu'abscisses et ordonnées sont portées sur des échelles logarithmiques . L'avantage de cette représentation est qu'elle donne pour l'effet Schottky une droite unique à laquelle on peut comparer les différentes courbes correspondant à différentes dimensions de grains .

On peut remarquer la similitude des courbes pour des dimensions de grains supérieures à $3550 \text{ \AA}$. Il est possible ici encore de définir des limites pour le champ à l'intérieur desquelles la hauteur de la barrière de potentiel est déterminée par le champ de grains (parties horizontales des courbes) . A l'extérieur de ces limites les courbes tendent à rejoindre la droite de Schottky .

Pour analyser en énergie des particules incidentes par un potentiel retardateur , nous imposons un champ retardateur de l'ordre $10^3 - 10^4 \text{ V/m}$. Les courbes de la figure 15 nous montrent que pour des variations de potentiel sur la surface de 1 volt et des dimensions de grains inférieures à $350 \text{ \AA}$, l'effet Schottky est prépondérant .

Par contre , pour des dimensions de grains supérieures à $350 \text{ \AA}$, l'influence du champ de grains devient prépondérante et l'étude du comportement de la surface vis à vis de la collection des particules peut être faite en négligeant la force-image /41/ .

4.2.6. Méthode approchée de détermination de l'acceptance

L'acceptance de la surface définie

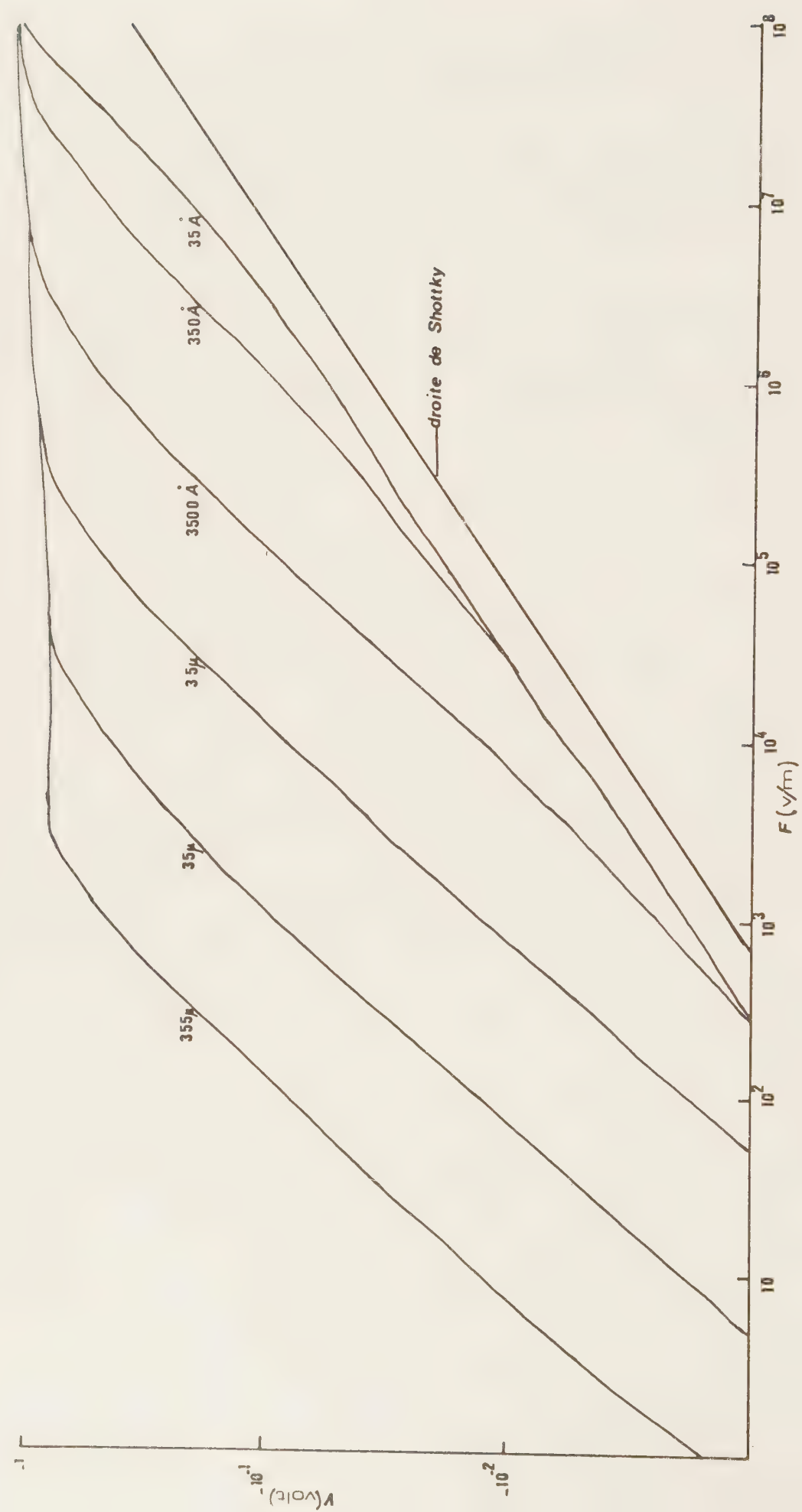


Figure 15

comme le rapport du nombre de particules collectées au nombre de particules incidentes /36/ et évaluée en fonction de l'énergie des particules incidentes passe brusquement de 0 à 1 pour une valeur de l'énergie permettant aux particules de franchir la barrière de potentiel . Lorsque l'effet de grain n'est pas négligeable , la barrière de potentiel devant la surface n'a plus une hauteur uniforme et la loi de variation de l'acceptance ne peut plus être décrite aussi simplement . Nous avons calculé (paragraphe 4.2.3.) les hauteurs des barrières de potentiel sur l'axe de chaque type de grain ; or pour chiffrer l'acceptance de façon plus précise , il est nécessaire de tenir compte de l'allure globale du potentiel devant la surface . Pour l'étude de l'émission thermoélectronique des surfaces à grains , NOTTINGHAM /40/ puis HANSEN /41/ préconisent de calculer le courant émis à partir de la valeur du potentiel sur la ligne d'horizon ("sky line") , c'est à dire la ligne qui apparaît lorsqu'un observateur regarde la surface potentiel $V(x,y)$ à grande distance . Nous avons tenté d'évaluer la validité de cette méthode de calcul de l'acceptance en la comparant avec les résultats donnés par les trajectoires . Le calcul des trajectoires est en effet la seule méthode rigoureuse permettant de calculer l'acceptance d'une surface , la méthode de la ligne d'horizon n'étant qu'une approximation . Le fait que dans un certain nombre de cas simples les résultats donnés par les deux méthodes diffèrent notablement nous a fait restreindre la portée de la méthode de la ligne d'horizon au profit de la méthode des trajectoires de particules .

V - Evaluation de l'acceptance d'une surface polycristalline

5.1. Méthode de la ligne d'horizon

5.1.1. Exposé de la méthode

NOTTINGHAM /40/ calcule le maximum du potentiel sur une normale à la surface (direction $O\vec{z}$) ; ce potentiel est la somme des potentiels dûs à la distribution des grains (expression (27)) , à la force image et au champ appliqué . NOTTINGHAM obtient ainsi une ligne $z(x)$ des maxima de potentiel sur laquelle la valeur du potentiel est $V(x,z) = V(x)$; cette ligne est la ligne d'horizon ("sky-line") . Le courant émis s'obtient en écrivant que seuls sont émis les électrons quittant la surface au point d'abscisse x avec une énergie $p_z^2/2m$ supérieure à la valeur du potentiel sur la ligne d'horizon au point d'abscisse x .

HANSEN /41/ reprend le même principe de calcul de la ligne d'horizon avec une expression différente du potentiel dû à la distribution de grains (expression (29)) .

Cette méthode suppose que les trajectoires des particules sont orthogonales à la surface émettrice ce qui implique que les particules ne soient pas déviées par des forces transversales . Or les particules sont soumises aux composantes transversales du champ électrique de grain . Cela signifie que la méthode proposée par NOTTINGHAM est une approximation dont la validité dépend de l'échelle des grains .

5.1.2. Résultats obtenus

Nous avons choisi sur le diagramme (F,G) (fig.14) deux points correspondant à une même valeur de $F(10^{-2})$ et situés l'un ($G=0,2$) à l'extérieur de la zone définie dans le paragraphe 4.2.4. , l'autre ($G=0,7$) situé à l'intérieur de cette même zone . Lorsque $G=0,2$, il existe un extremum de potentiel devant le grain attractif et un seul extremum devant le grain répulsif . Nous avons tracé le bloc diagramme de potentiel et les équipotentielles

correspondant aux valeurs de F et G données plus haut :
 $F=10^{-2}$, $G=0,2$ (figures 16 et 17)

Ces diagrammes nous montrent que l'extremum devant le grain attractif est un col de potentiel et l'extremum devant le grain répulsif un sommet de potentiel proche de la surface collectrice . La configuration de potentiel est très différente dans le cas $G=0,7$ puisque , s'il existe toujours un col lointain devant le grain attractif , un sommet lointain apparaît devant le grain répulsif dont la hauteur est sensiblement la même que celle du col ; il existe également un sommet proche de la surface collectrice devant le grain répulsif (figures 18 et 19) .

Nous avons tracé les lignes d'horizon correspondant aux blocs diagrammes des figures 16 et 18 . Nous en déduisons l'allure de l'acceptance . Dans le cas $G=0,7$ (figure 20) l'acceptance , évaluée en fonction de l'énergie totale des particules , passe brutalement de 0 à 75% (partie horizontale de la ligne d'horizon) pour une valeur de l'énergie à peine supérieure à l'énergie potentielle du col devant la bande attractive puis croît continûment jusqu'à 100% (partie incurvée de la ligne d'horizon) . Pour $G=0,2$ (figure 21) la valeur atteinte par l'acceptance au seuil inférieur en énergie est moins importante (54%) ; la croissance de l'acceptance est également beaucoup plus lente que dans le cas précédent . Le fait que la méthode de la ligne d'horizon constitue une approximation , puisqu'elle suppose que les trajectoires des particules sont orthogonales nous incite à vérifier sa validité par le calcul effectif des trajectoires .

SURFACE POTENTIAL $V(X,Y)$

$$F=10^{-2}$$

$$G=0,2$$

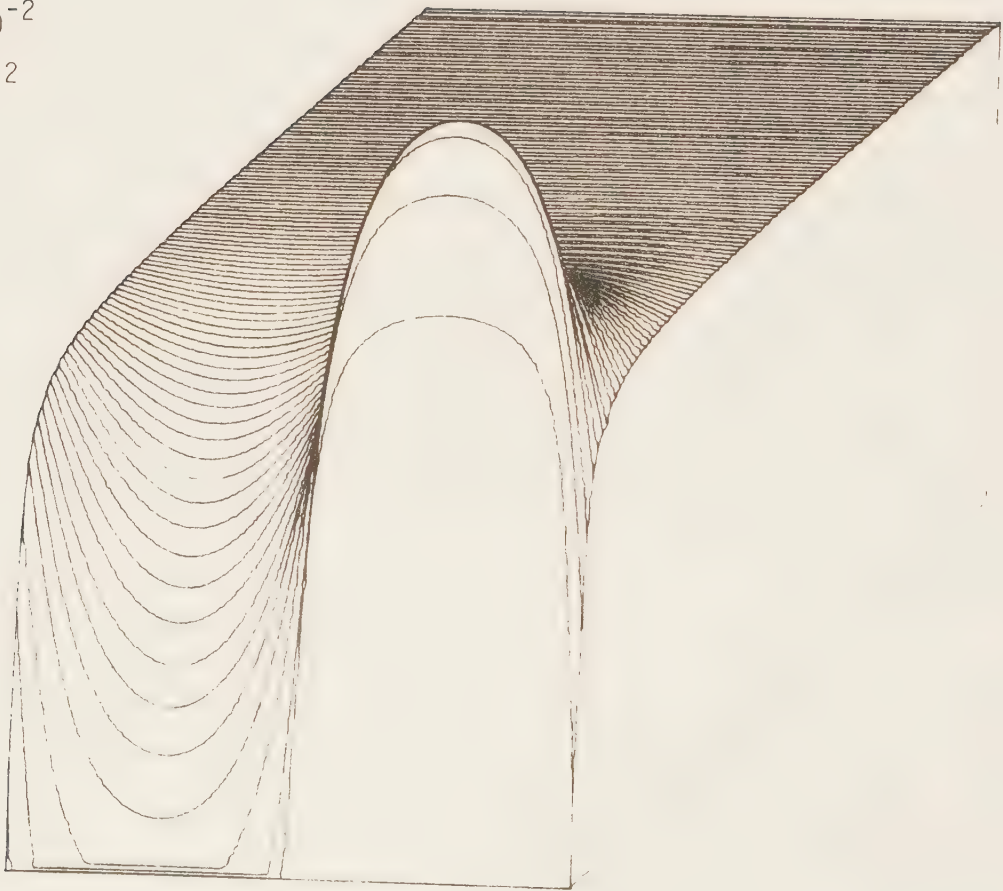
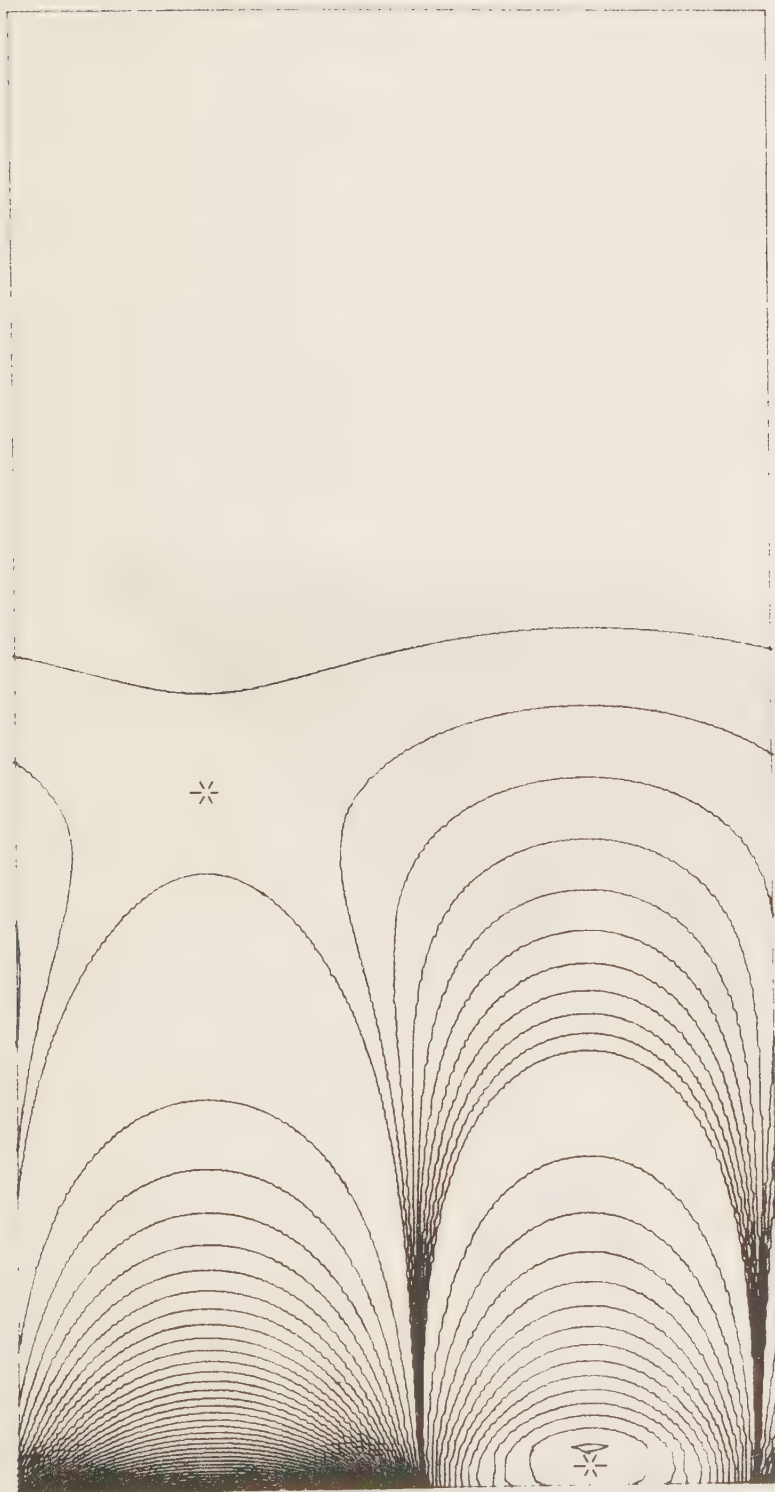


Figure 16

LIGNES EQUIPOTENTIELLES

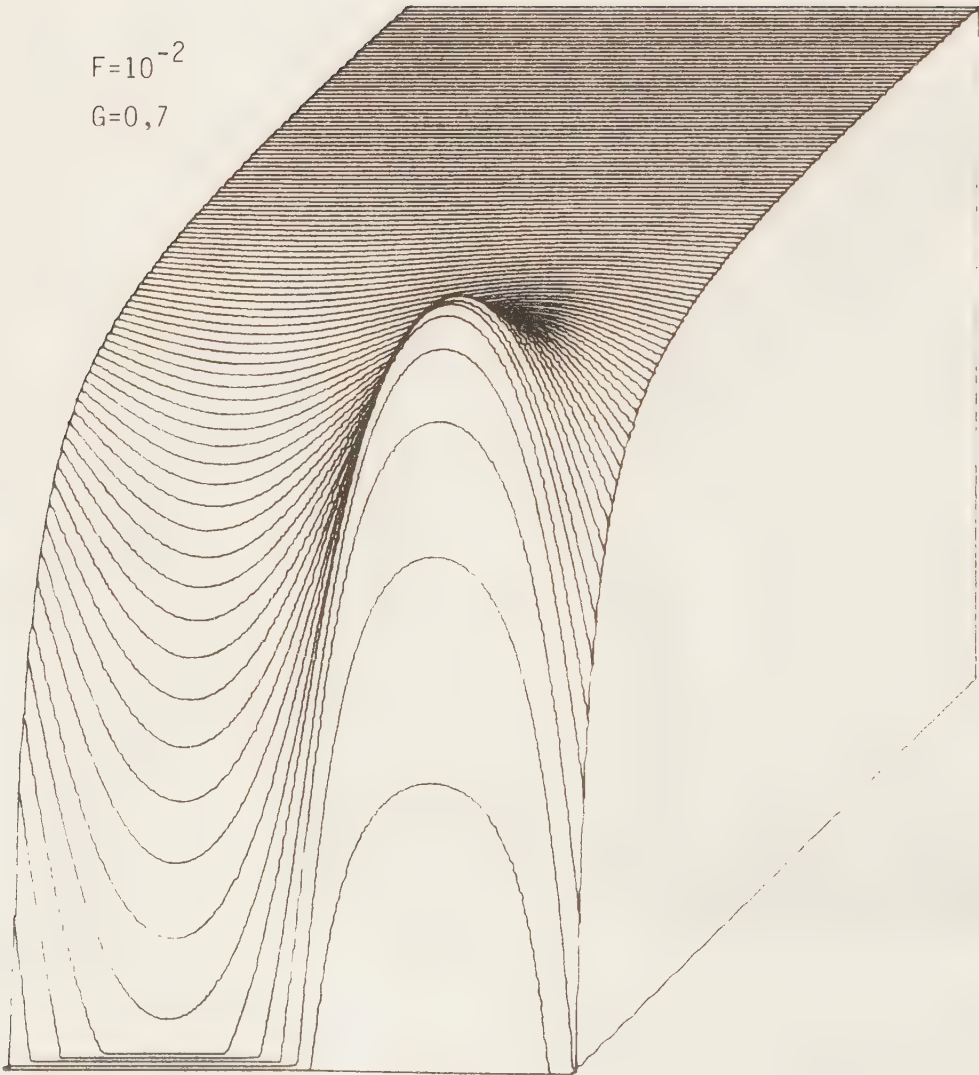


$F=10^{-2}$
 $G=0,2$

Figure 17

SURFACE POTENTIEL $V(X,Y)$

$F=10^{-2}$
 $G=0,7$



LIGNES EQUIPOTENTIELLES



Figure 19

LIGNES D'HORIZON

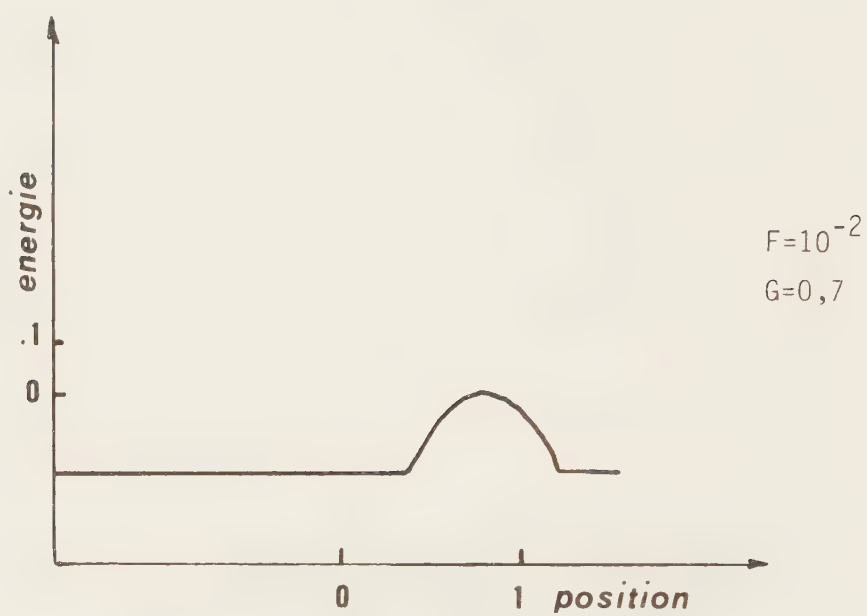


Figure 20



Figure 21

5.2. Calcul des trajectoires des particules

5.2.1. Méthode numérique utilisée

En appliquant les lois de la mécanique classique à une particule de charge $+e$, les trajectoires sont données en tenant compte de (31) par :

$$\begin{cases} m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e(2V_0/x_0) \cdot \cos(\pi x/x_0) \cdot \text{sh}(\pi y/x_0) / (\text{sh}^2(\pi y/x_0) + \sin^2(\pi x/x_0)) \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} = e((2V_0/x_0) \cdot \sin(\pi x/x_0) \cdot \text{ch}(\pi y/x_0) / (\text{sh}^2(\pi y/x_0) + \sin^2(\pi x/x_0)) \\ \quad + E_a + E_i) \end{cases} \quad (47)$$

En utilisant les variables réduites $\pi x/x_0 = X$ et $\pi y/x_0 = Y$ la valeur réduite F du champ appliqué (expression (37)), la valeur réduite du champ de force-image E_i/E_p , le système (47) devient :

$$\begin{cases} \frac{mx_0^2}{2V_0\pi e} \cdot \frac{d^2 X}{dt^2} = -\cos X \cdot \text{sh} Y / (\text{sh}^2 Y + \sin^2 X) \\ \frac{mx_0^2}{2V_0\pi e} \cdot \frac{d^2 Y}{dt^2} = \sin X \cdot \text{ch} Y / (\text{sh}^2 Y + \sin^2 X) + F - G/Y^2 \end{cases} \quad (48)$$

G est donné par l'expression (40)

En choisissant pour unité de temps T , le temps mis par une particule de charge $+e$, d'énergie $2\pi V_0$ pour parcourir une largeur de bande x_0 le système (48) s'écrit encore plus simplement :

$$\begin{cases} \frac{d^2 X}{dT^2} = -\cos X \cdot \text{sh} Y / (\text{sh}^2 Y + \sin^2 X) \\ \frac{d^2 Y}{dT^2} = \sin X \cdot \text{ch} Y / (\text{sh}^2 Y + \sin^2 X) + F - G/Y^2 \end{cases} \quad (49)$$

Nous pouvons ramener le système différentiel (49) qui est du second ordre à un système du 1^o ordre en introduisant les quantités $V_x = dX/dT$ et $V_y = dY/dT$. Nous obtenons alors le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dX}{dT} = V_x \\ \frac{dY}{dT} = V_y \\ \frac{dV_x}{dT} = -\cos X \cdot \operatorname{sh} Y / (\operatorname{sh}^2 Y + \sin^2 X) \\ \frac{dV_y}{dT} = \sin X \cdot \operatorname{ch} y / (\operatorname{sh}^2 Y + \sin^2 X) + F - G/y^2 \end{array} \right. \quad (50)$$

Le système (50) peut s'écrire sous la forme matricielle :

$$\frac{d}{dT} [A] = [B] \quad (51)$$

Pour résoudre l'équation différentielle (51), nous avons utilisé une méthode de Kutta-Runge à quatre approximations /46/, de façon à obtenir une bonne précision. Dans cette méthode, nous adoptons un pas de calcul variable, dépendant de la vitesse et de l'accélération de la particule (matrice (B)) sur la portion de trajectoire calculée. Le pas se trouve automatiquement diminué lorsque vitesse ou accélération deviennent trop importantes. De plus, afin d'éviter que le pas devienne infini dans les zones où vitesse et accélération sont nulles (cas des cols de potentiel), nous avons été amenés à employer la formule suivante :

$$h = H / ([B]^2 + k)^{1/2} \quad (52)$$

H et k sont des paramètres ajustables.

Cette formule revient à calculer une trajectoire avec un pas fixé à l'avance dans l'espace (X,Y,V_x,V_y). En effet, d'après (51) le pas d'intégration $h = \Delta T$ est donné avec une approximation du premier ordre par :

$$h = |\Delta \vec{A}| / |\vec{B}| \quad (53)$$

en assimilant les matrices (A) et (B) à des vecteurs.

Il y a identité entre les expressions (52) et (53) pour $k=0$ et $|\Delta\vec{A}| = H$; cette dernière relation implique que le module de l'accroissement du vecteur $\vec{A}$ est constant lors du calcul de la trajectoire et peut être ajusté à la demande par la valeur donnée à H .

Nous modifions par ailleurs la valeur de H au cours du calcul d'une trajectoire de la façon suivante : nous testons régulièrement au cours du calcul l'invariance de l'énergie totale de la particule . Si le test montre une variation relative de l'énergie totale supérieure à une valeur fixée à l'avance , nous réduisons la valeur donnée à H et nous recommençons le calcul de la portion de trajectoire correspondante ; dans le cas contraire , nous augmentons la valeur de H et poursuivons le calcul . En pratique , le calcul d'une trajectoire demande une centaine de pas .

Les particules sont lancées vers la surface à partir d'une ligne parallèle à $O\vec{X}$ (figure 9) , dont la distance à la surface est supérieure à l'ordonnée de l'extremum de potentiel le plus éloigné . Les positions réduites X de lancement des particules appartiennent à un intervalle d'amplitude 2π représentant la période du modèle .

Les trajectoires définies analytiquement par le système différentiel (50) dépendent des paramètres F et G .

Nous avons calculé et tracé ces trajectoires pour les valeurs suivantes de F et G :

$F = 10^{-2}$, $G = 0,2$ et $F = 10^{-2}$, $G = 0,7$. La valeur des extremums de potentiel définit la valeur inférieure de l'énergie de lancement des particules .

5.2.2. Résultats

Nous avons déduit du calcul des trajectoires les variations de l'acceptance en fonction de l'énergie des particules (figure 22) . Sur la même figure , nous avons tracé les valeurs de l'acceptance déduites de la ligne d'horizon

(figures 20 et 21) . Dans les deux cas ($G=0,2$ et $G=0,7$) la discontinuité de l'acceptance au seuil inférieur en énergie se révèle beaucoup plus importante que ne le laissait prévoir la ligne d'horizon . Dans le cas $G=0,7$ l'acceptance passe de 0% à 100% pour une faible variation d'énergie . Pour $G=0,2$ la croissance de l'acceptance est plus lente , mais reste bien supérieure à la croissance obtenue à partir de la ligne d'horizon . Notons également la translation du seuil . Afin d'illustrer les valeurs de l'acceptance , nous présentons dans la suite les trajectoires calculées puis tracées suivant la méthode décrite plus haut (paragraphe 5.2.1.) .

La figure 23a ($F=10^{-2}$; $G=0,7$) montre des trajectoires de particules dont l'énergie de lancement est inférieure à l'énergie nécessaire pour franchir le col de potentiel devant le grain attractif . Les particules sont réfléchies et on peut remarquer une certaine convergence des trajectoires en amont du grain . Pour une énergie de lancement à peine supérieure à l'énergie seuil définie ci-dessus , un grand nombre de trajectoires (75%) atteignent la surface (figure 23b) . Il y a un effet de focalisation en un point situé en avant de la surface en regard du grain attractif ; en ce point , la densité de courant prend une valeur extrêmement élevée . Au fur et à mesure que l'énergie de lancement augmente (figures 23c et 23d) le nombre de particules collectées augmente et le point de focalisation se rapproche de la surface puis disparaît .

Remarquons que le sommet de potentiel lointain situé en regard du grain répulsif réfléchit 25% des particules incidentes (figure 23b) tandis que le sommet proche en regard du même grain a une action négligeable sur le nombre de particules collectées , c'est à dire sur l'acceptance (figures 23c et 23d) . Ce résultat est contraire à celui auquel la ligne d'horizon permettait de conclure .

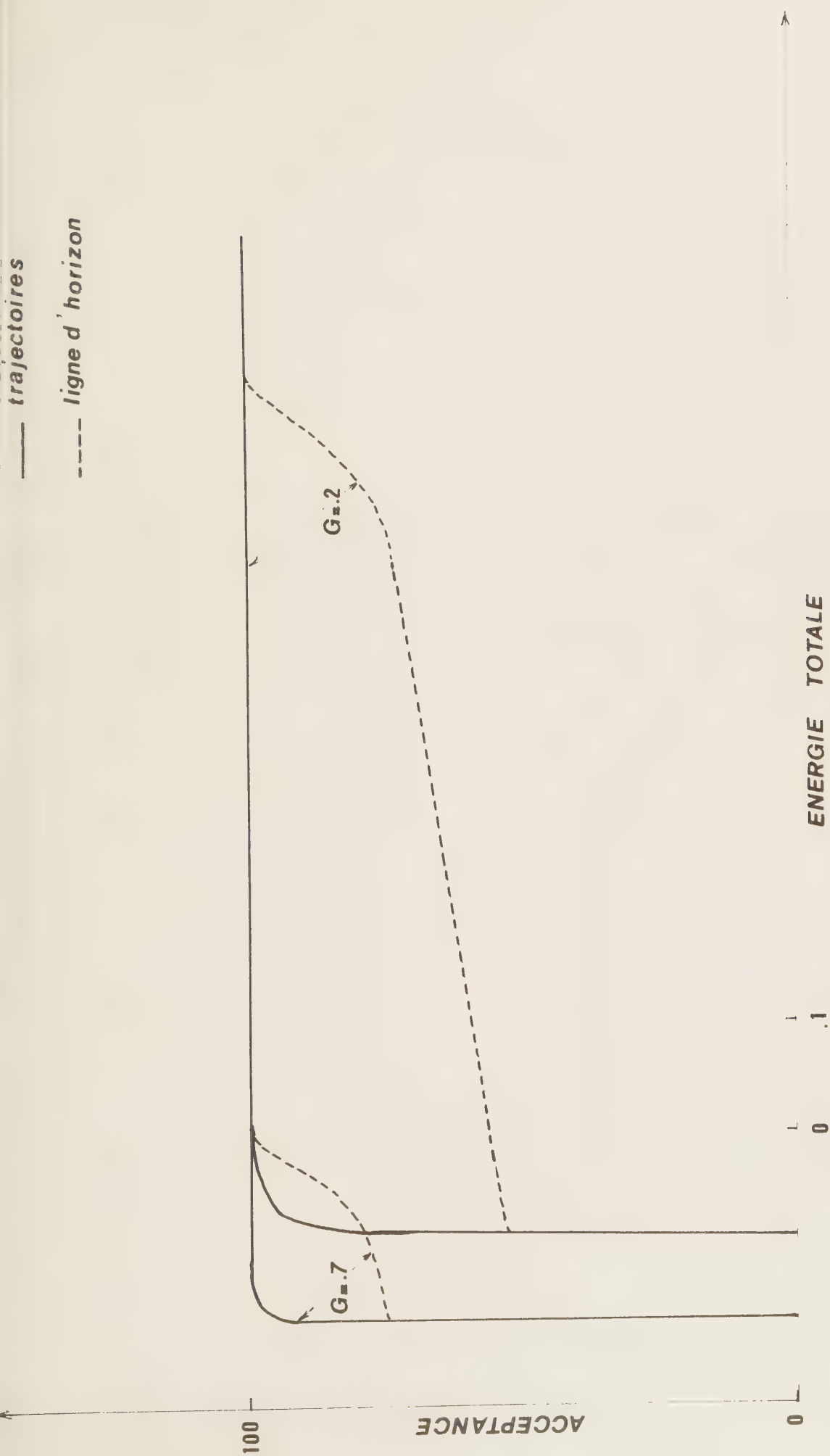


Figure 22

ENERGIE TOTALE DE LANCEMENT : -0,168

$$F=10^{-2}$$

$$G=0,7$$

Potentiel du col lointain :-0,168

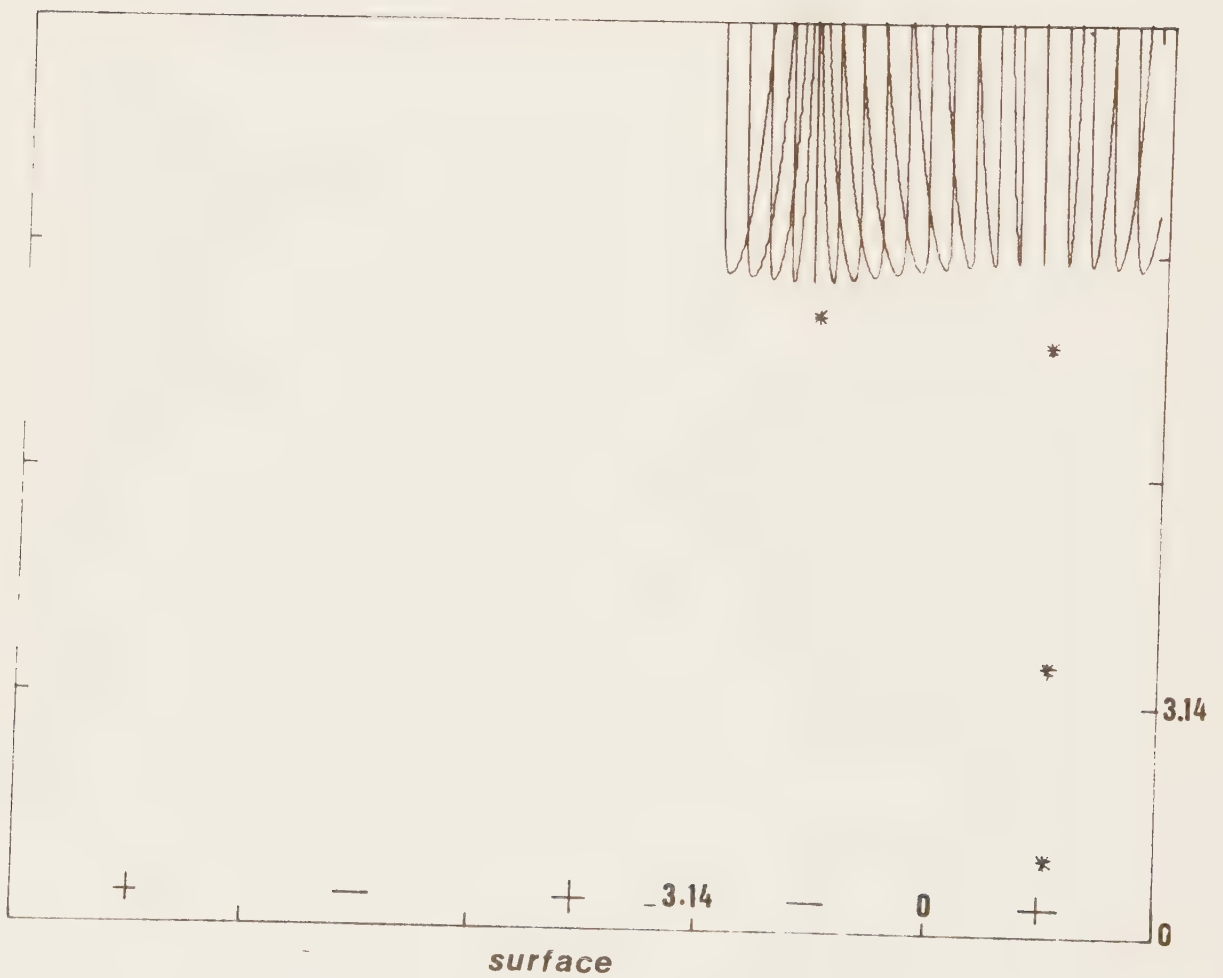


Figure 23 a

INCIDENCE ORTHOGONALE

ENERGIE TOTALE DE LANCEMENT : -0,167

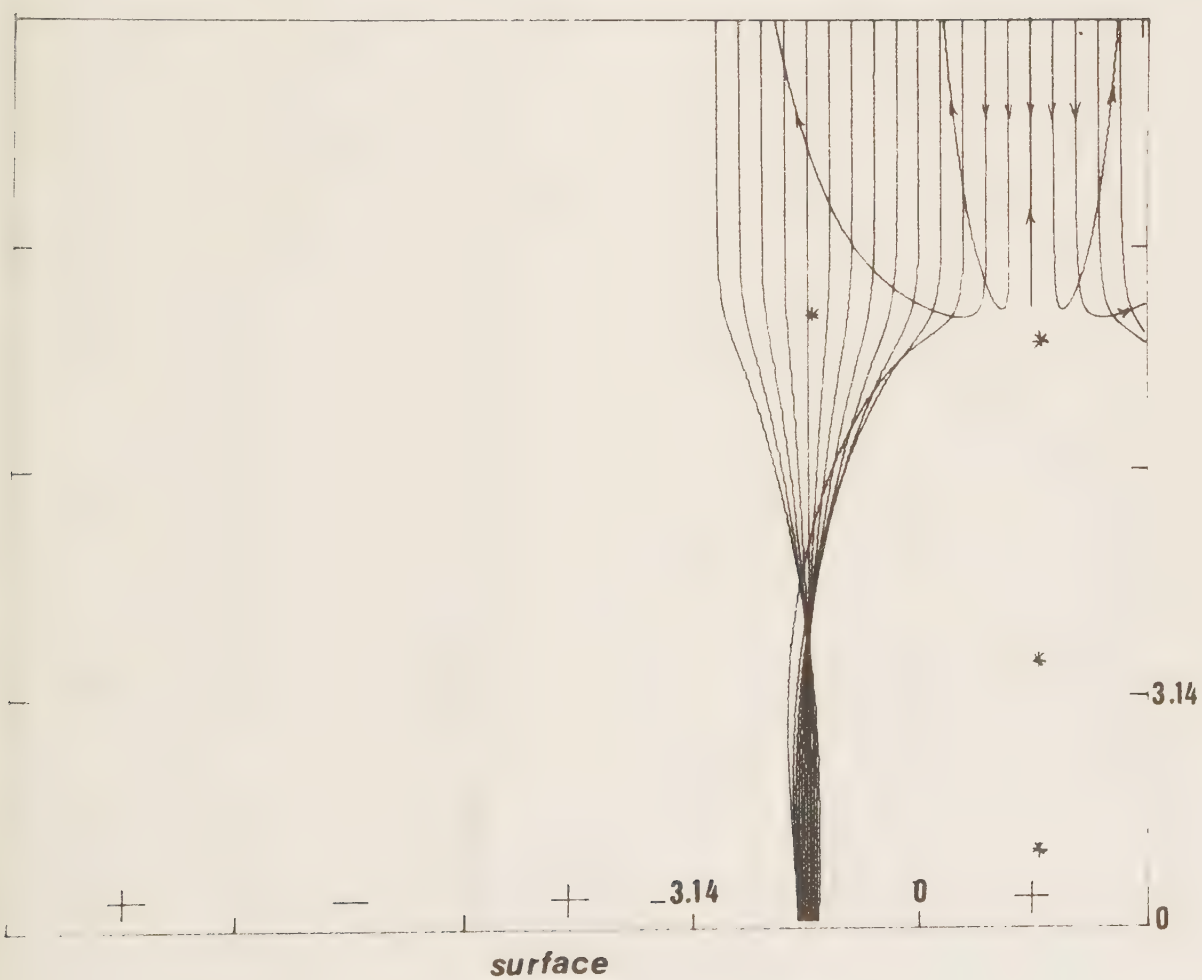


Figure 23 b

ENERGIE TOTALE DE LANCEMENT : -0,166

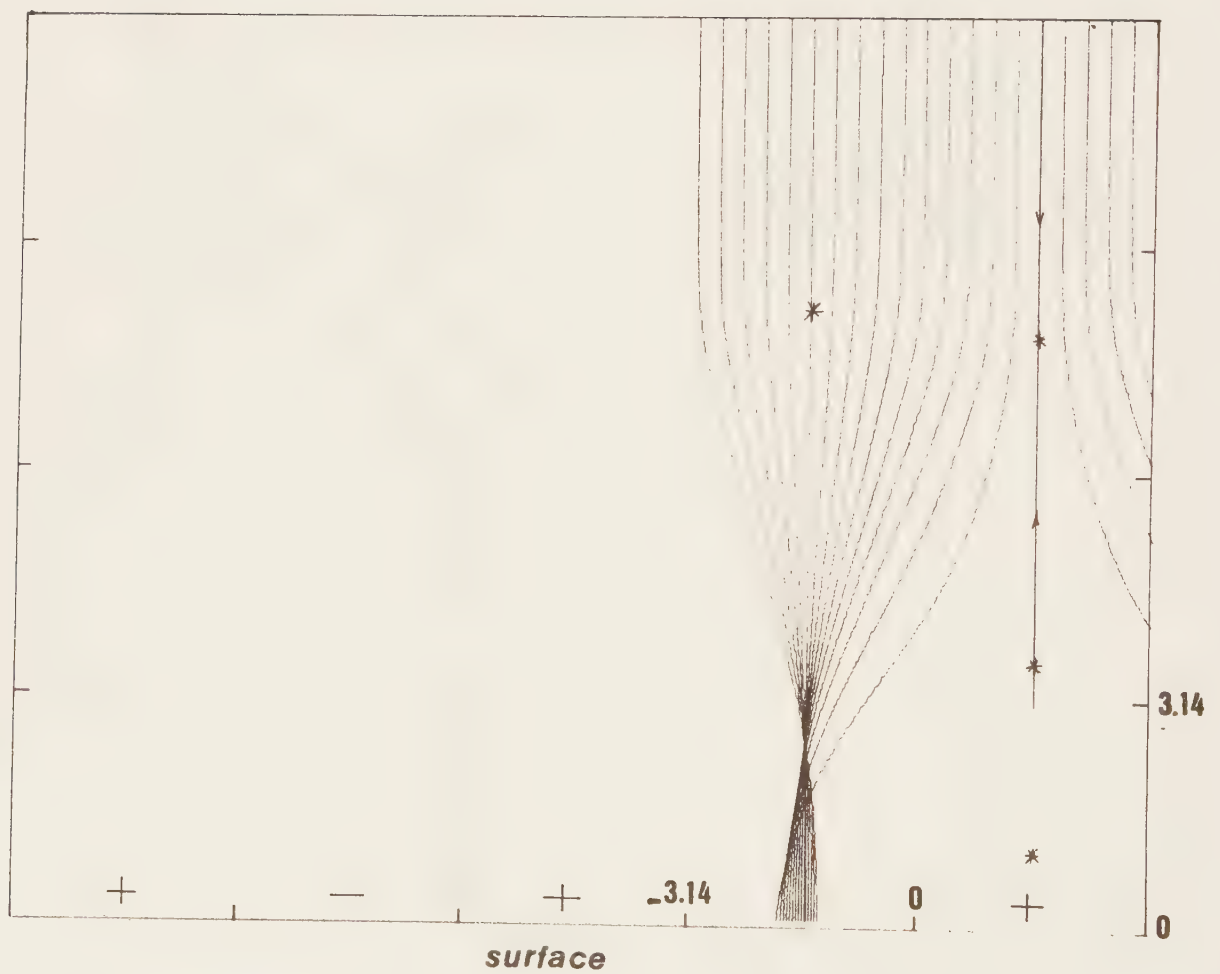


Figure 23 c

ENERGIE TOTALE DE LANCEMENT : -0,1

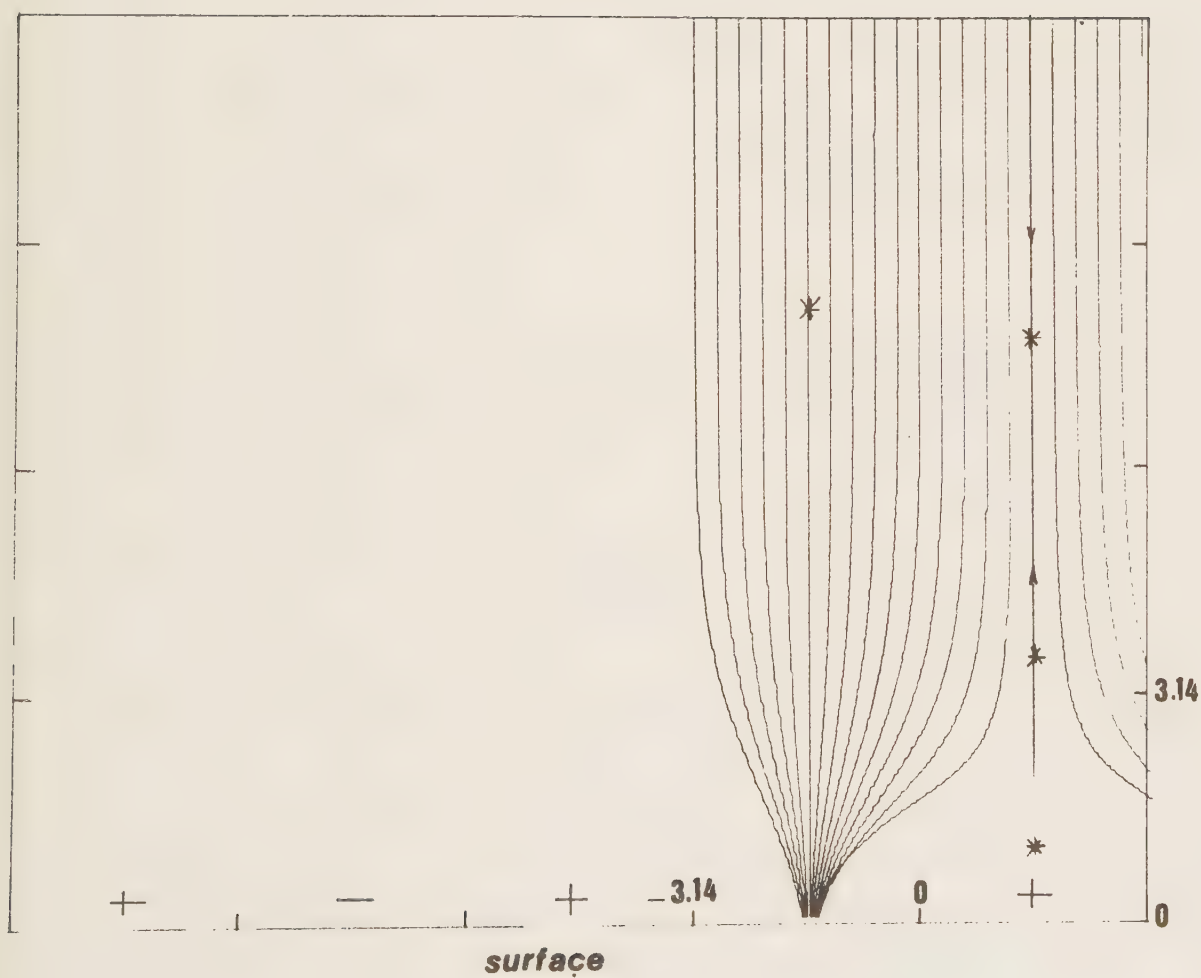


Figure 23 d

Dans le cas $G=0,2$ (figure 24 a) , pour une énergie de lancement inférieure à l'énergie-seuil , les trajectoires réfléchies présentent une convergence moins marquée que dans le cas précédent . Sur la figure 24 b , les trajectoires obtenues pour une énergie de lancement à peine supérieure à l'énergie seuil montrent l'existence de deux points de focalisation , l'un étant situé au col de potentiel en regard du grain attractif , l'autre plus proche de la surface . Lorsque l'énergie augmente encore (figure 24 c,d) , un seul point de focalisation subsiste en avant du col se rapprochant de la surface à mesure que l'énergie augmente .

L'acceptance atteint rapidement une valeur très élevée (figure 24 d) et nous pouvons remarquer que le sommet de potentiel proche de la surface situé en regard du grain répulsif est sans influence sur la collection des particules .

Les différents cas où une focalisation importante est apparue suggèrent que le phénomène réel s'accompagne nécessairement de l'existence d'une charge d'espace localement très élevée . Nous n'avons pas tenu compte dans notre modèle de ce phénomène bien qu'une étude numérique soit possible . Il serait en effet nécessaire de retoucher par une méthode itérative le potentiel modifié par la présence de la charge d'espace ; la solution trouvée dépendrait alors d'un paramètre supplémentaire à savoir la densité de courant du faisceau incident .

Nous venons de montrer que la connaissance précise de l'acceptance implique le calcul des trajectoires qui dépend alors des deux paramètres F et G . Envisageons à nouveau le diagramme (F,G) (figure 14) . Pour les points situés à droite de la zone du plan donnant lieu à trois extremums de potentiel en regard du grain répulsif , c'est à dire pour des valeurs de G importantes , l'effet Shottky l'emporte sur l'effet de grain : la sélection des particules a lieu loin de la surface par un potentiel unique .

A droite de la ligne située à l'intérieur de la zone définie ci-dessus et sur laquelle les maximums de potentiel en regard du grain attractif ont des valeurs identiques , le sommet de potentiel proche de la surface a une hauteur inférieure au sommet lointain . Dans ces conditions , la sélection des particules a lieu , comme dans le cas précédent , loin de la surface par un potentiel sensiblement déterminé par l'effet Schottky (l'effet de grain reste négligeable) .

A gauche de la ligne définie ci-dessus , le calcul des trajectoires (cas $F=10^{-2}$, $G=0,7$) nous a montré que le sommet de potentiel proche de la surface , qui , dans ce cas , est plus élevé que le sommet lointain , dévie les particules et a une influence négligeable sur la valeur de l'acceptance . La sélection a toujours lieu loin de la surface par un potentiel dont la valeur est peu affectée par le champ de grain .

A gauche de la zone limite , le sommet de potentiel proche du grain répulsif est unique et a une valeur de plus en plus élevée à mesure que G devient plus faible ; la limite supérieure de la hauteur de ce sommet est $\pi/2$, valeur du potentiel sur le grain répulsif dans notre modèle . A la limite , la ligne d'horizon tend vers une forme en créneaux et pour savoir si l'acceptance varie de cette même façon , le calcul des trajectoires s'impose . La région du diagramme (F,G) concernée est proche de l'axe des F et dans cette région l'influence de la force-image est faible (G inférieur à $0,1$) tandis que l'influence du champ de grain est importante . C'est pourquoi , la suite de notre exposé concerne le calcul des trajectoires en négligeant la force-image ($G=0$) et en envisageant la possibilité d'une incidence oblique des particules par rapport à la surface de collection .

ENERGIE TOTALE DE LANCEMENT : -0,099

$$F=10^{-2}$$

$$G=0,2$$

Potentiel du col lointain : -0,098

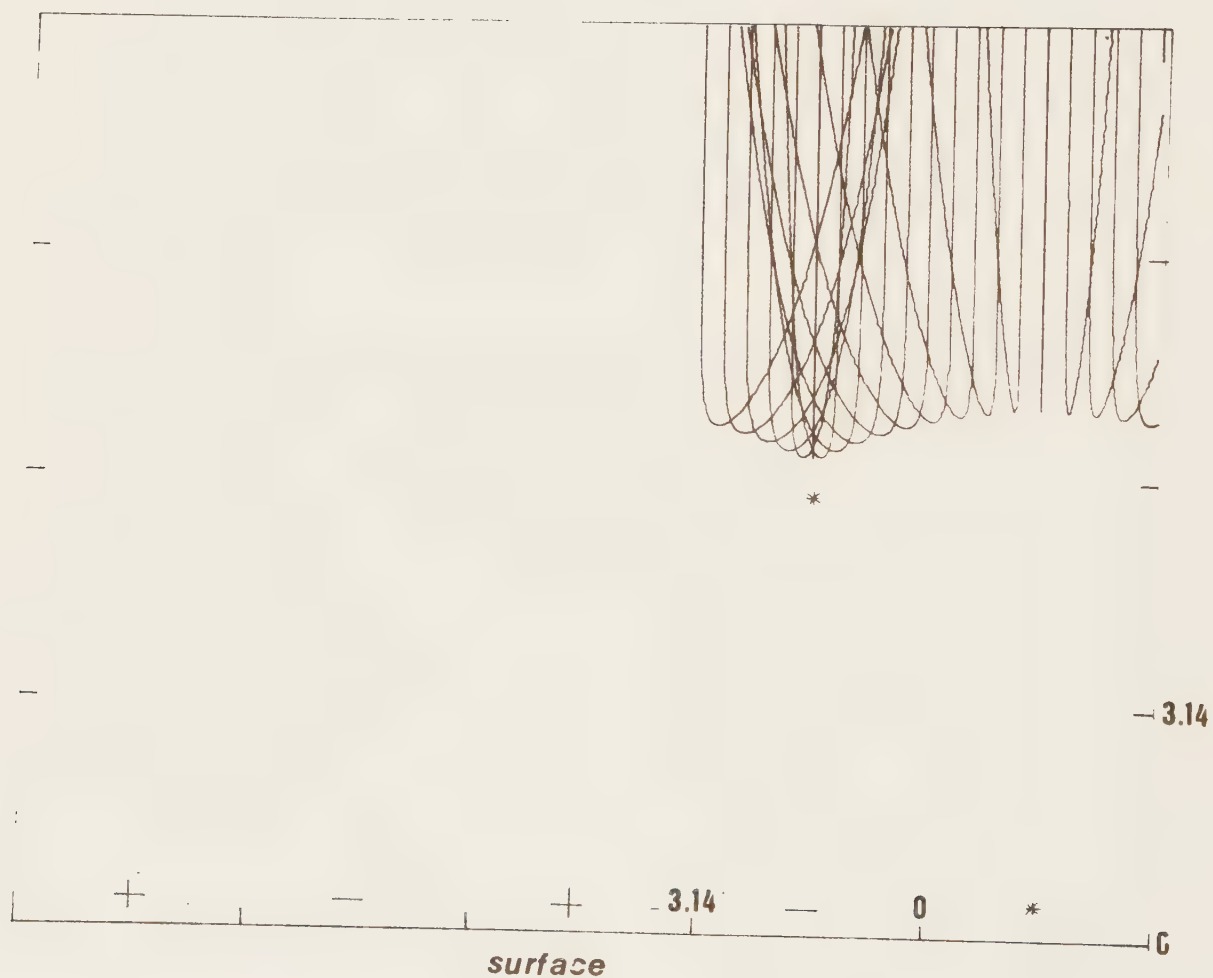


Figure 2 4 a

INCIDENCE ORTHOGONALE

ENERGIE TOTALE DE LANCEMENT : -0,098

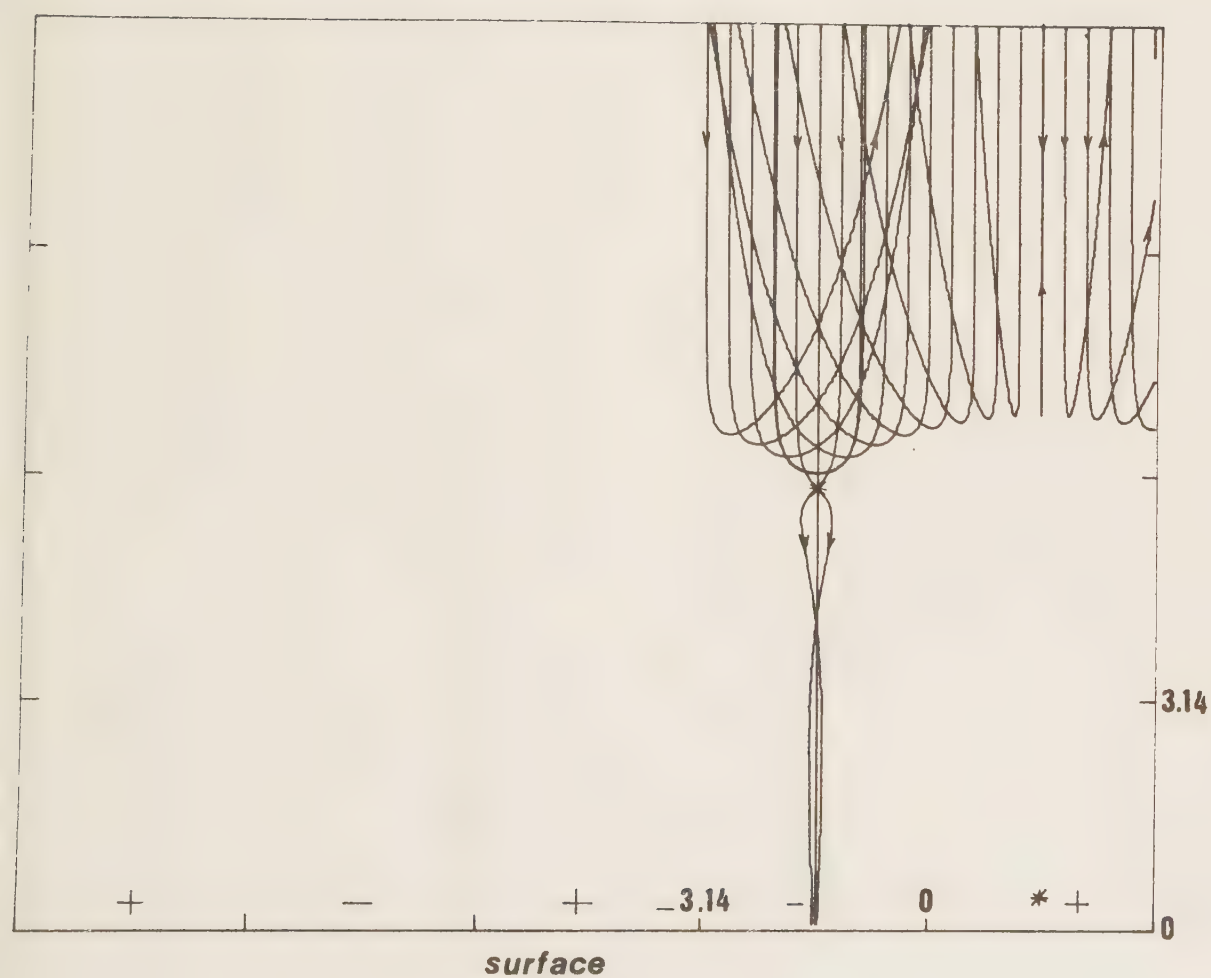


Figure 24b

ENERGIE TOTALE DE LANCEMENT : -0.090

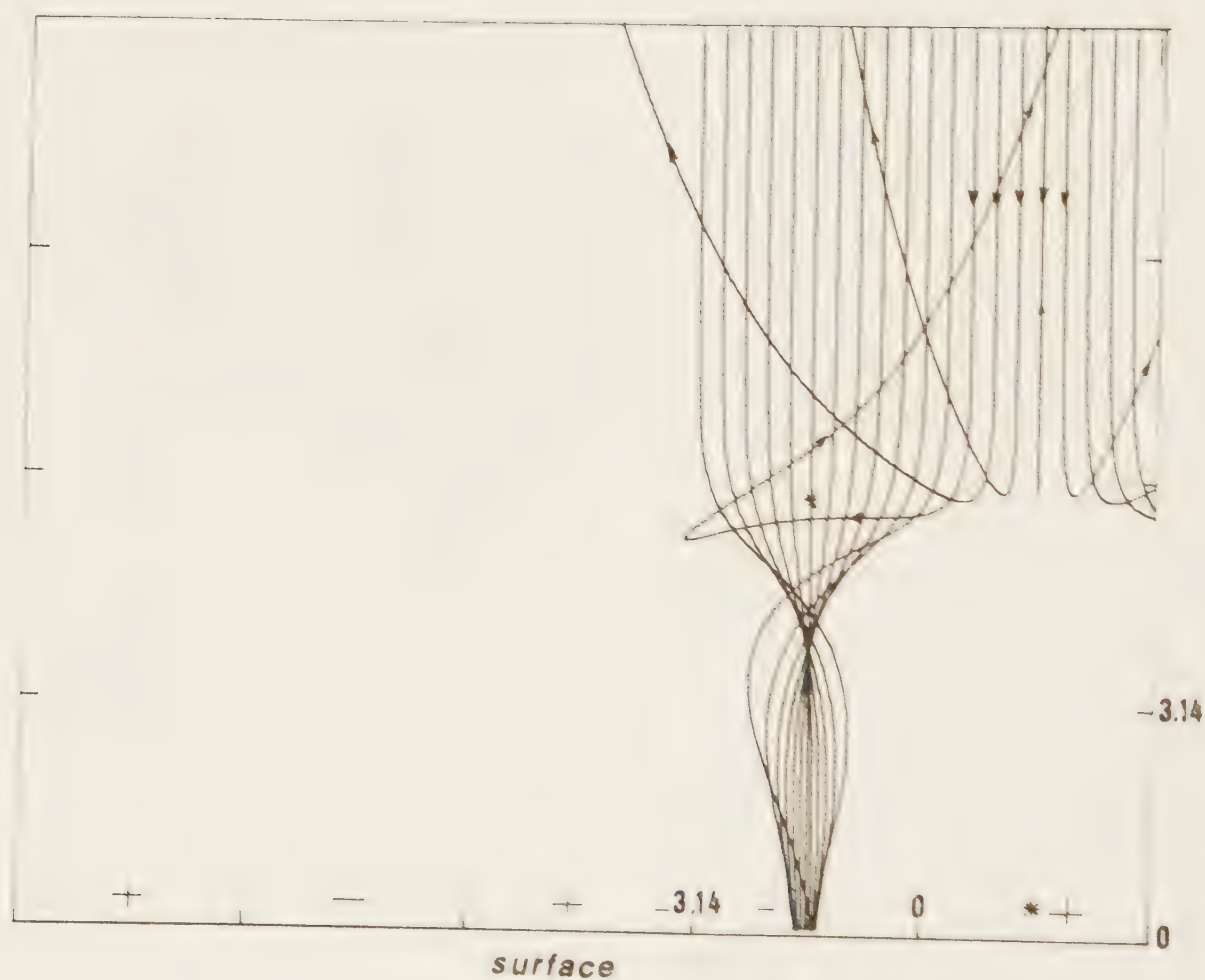


Figure 14c

ENERGIE TOTALE DE LANCEMENT : -0,070

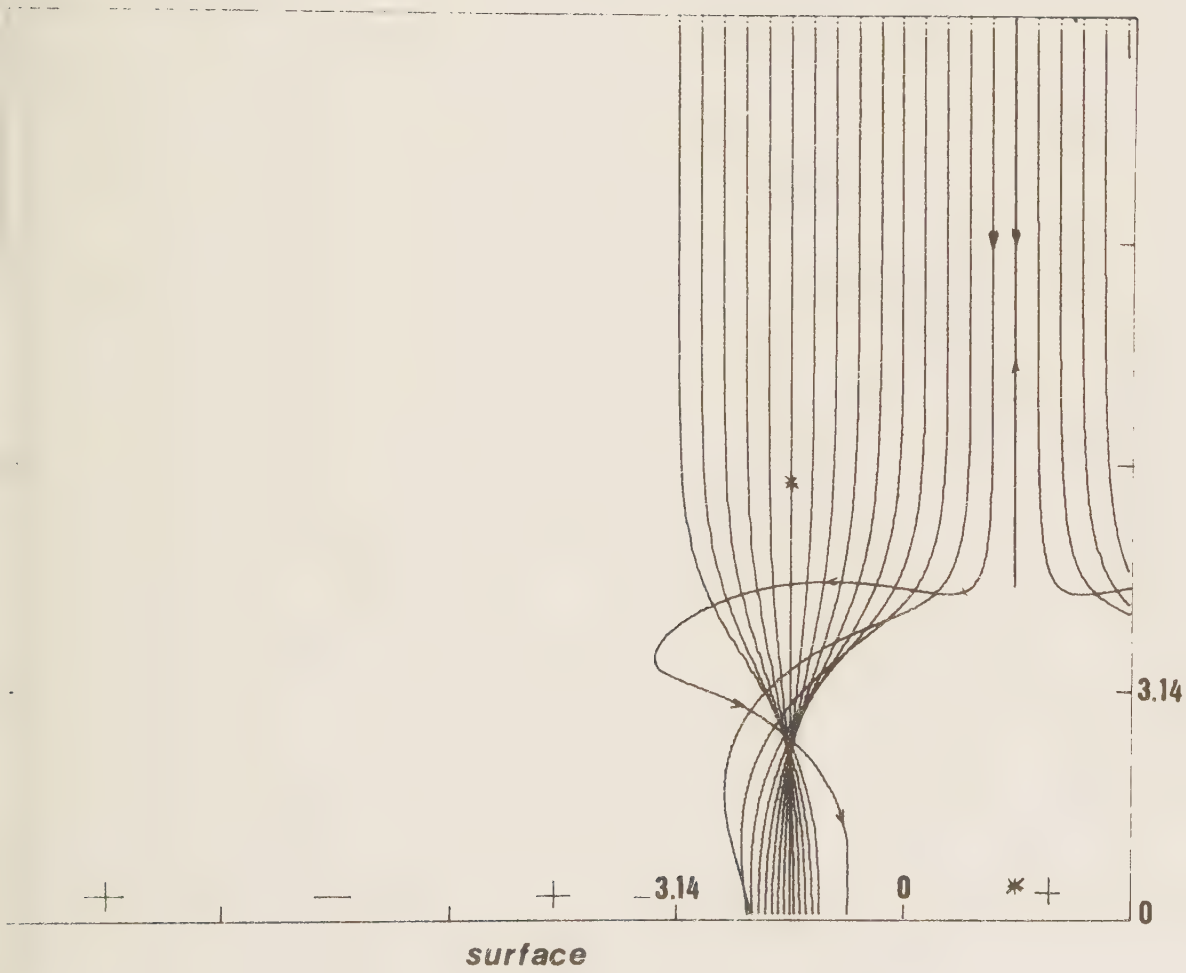


Figure 24d

5.3. Détermination de l'acceptance par le calcul des trajectoires (sans tenir compte de la force-image)

5.3.1. Introduction

Afin de réduire le temps de calcul d'une trajectoire , nous avons apporté les modifications suivantes à la méthode numérique exposée plus haut (paragraphe 5.2.1.) . Dans le plan (X,Y) (figure 9) les droites $X=-\pi/2$ et $X=\pi/2$ sont des axes de symétries . Il en résulte que les trajectoires ont des propriétés de symétrie par rapport à ces droites . Cette propriété nous permet de calculer une trajectoire en maintenant la position X entre les valeurs $-\pi/2$ et $+\pi/2$ ce qui intéresse dans la mesure où on s'intéresse à la destination de la particule (grain attractif ou grain répulsif) et non pas à la trajectoire réelle . Ainsi si au lancement ou au cours du calcul d'une trajectoire l'abscisse X d'un point sur la trajectoire sort de l'intervalle $(-\pi/2,+\pi/2)$ nous poursuivons le calcul à partir du point symétrique par rapport à l'axe $X=\pi/2$ ou $X=-\pi/2$ selon le cas et avec une vitesse $-V_x$ si V_x était la composante de la vitesse de la particule suivant $O\vec{x}$, la vitesse suivant $O\vec{y}$ demeurant inchangée . Nous arrêtons le calcul d'une trajectoire lorsque la distance réduite Y à la surface devient soit négative , soit supérieure à la distance de lancement de la particule . Dans le premier cas , la particule est considérée comme collectée par la surface ; dans le second cas , elle est irréversiblement réfléchie . L'existence et le calcul des extremums de potentiel devant chaque type de grain dépend de la valeur donnée à F . La connaissance des hauteurs des barrières de potentiel sert à fixer les conditions initiales (coordonnées de lancement - vitesse de lancement) pour la résolution du système (50) . Par raison de symétrie , les extremums de potentiel sont situés sur les droites $X=-\pi/2$ et $X=+\pi/2$; seule la

composante E_y joue un rôle . L'expression (46) qui donne la valeur de E_y sur l'axe du grain répulsif et dans laquelle on fait $G=0$ montre que le champ ne peut pas s'annuler , cela quelle que soit la valeur donnée à F . Il en résulte que la valeur maximum que prend le potentiel est celle du grain lui-même c'est à dire $+\pi/2$ (paragraphe 4.2.) En revanche , l'expression (45) qui donne la composante du champ sur l'axe du grain attractif et dans laquelle on fait $G=0$ peut s'annuler si $F \leq 1$. Lorsque F est supérieur à l'unité , la valeur minimum du potentiel est celle du grain lui-même c'est à dire $-\pi/2$. Dans le cas où $F \leq 1$, la position Y de l'extremum de potentiel se déduit de (45) dans laquelle $G=0$:

$$Y = \text{Ln} (1/F + \sqrt{1/F^2 - 1}) \quad (54)$$

La valeur V_E du potentiel en ce point , qui représente la hauteur de la barrière de potentiel devant le grain attractif est donnée par l'expression (42) dans laquelle on fait $x=-\pi/2$ et $G=0$ en donnant à Y la valeur définie par (54) :

$$V_E = -\text{Arctg} (1/\sqrt{1/F^2 - 1}) - F \cdot \text{Ln}(1/F + \sqrt{1/F^2 - 1}) \quad (55)$$

La hauteur des barrières de potentiel devant chaque type de grains que nous venons de calculer représente l'énergie totale minimum que doit posséder une particule pour franchir la barrière avec une vitesse nulle puisque nous imposons l'invariance de l'énergie totale . Se fixant les coordonnées X, Y de lancement , nous déterminons les composantes V_x et V_y de la vitesse permettant d'atteindre les extremums de potentiel . En effet l'énergie cinétique totale E_c nécessaire pour atteindre sans vitesse l'extremum est donnée par :

$$E_c = V_E - V(X, D) \quad (56)$$

dans laquelle $V(X,D)$ représente le potentiel à la distance $Y=D$ de lancement des particules :

$$V(X,D) = - \text{ArcTg} (\sin X / \text{sh} D) - F.D \quad (57)$$

Dans l'expression (56) , V_E prend la valeur définie par (55) lorsque $F \leq 1$ ou la valeur $-\pi/2$ si $F > 1$ lorsqu'on souhaite calculer l'énergie cinétique totale nécessaire pour qu'une particule atteigne sans vitesse l'extremum de potentiel devant le grain attractif . V_E prend la valeur $+\pi/2$ lorsqu'on veut calculer l'énergie cinétique totale nécessaire pour qu'une particule atteigne le grain répulsif .

Nous faisons varier les conditions initiales V_x et V_y de telle sorte que l'énergie cinétique totale de lancement E_c prenne des valeurs comprises entre la valeur définie par (56) et une valeur largement supérieure à celle nécessaire pour qu'une particule atteigne le grain répulsif .

Si l'on appelle φ l'angle du vecteur vitesse initiale avec la normale à la surface (direction $\overrightarrow{Oy}$) ou angle d'incidence , les composantes V_x et V_y de la vitesse initiale sont données par :

$$\begin{aligned} V_x &= (2E_c)^{1/2} \cdot \sin \varphi \\ V_y &= (2E_c)^{1/2} \cdot \cos \varphi \end{aligned} \quad (58)$$

Nous envisageons trois types de trajectoires : une particule peut en effet être réfléchie , collectée par un grain attractif ou collectée par un grain répulsif . Le calcul des trajectoires et le tracé de celles-ci permet de se rendre compte des effets d'optique . La destination des particules lancées à une distance donnée de la surface sur un intervalle X d'amplitude 2π , période du modèle , permet de donner une valeur numérique au

concept d'acceptance de la surface /36/ , dans des conditions initiales déterminées . On pourrait de même chiffrer le coefficient de réflexion qui est le complément à l'unité de l'acceptance ; aussi les résultats qui suivent peuvent s'appliquer à la microscopie à miroir /1/ , dans laquelle les particules ne viennent pas en contact avec la surface . Nous allons montrer dans la suite comment calculer l'acceptance pour une valeur réduite donnée du champ appliqué et une incidence initiale φ des particules donnée .

5.3.2. Diagramme position-énergie de lancement

A tout point du plan (X,E) , X étant la position de lancement de la particule et E l'énergie cinétique totale de la particule , nous pouvons associer une trajectoire qui est d'un des trois types décrits plus haut . Cela revient à découper le plan (X,E) en trois zones correspondant aux trois types de trajectoires . Ces zones sont séparées par des courbes dites courbes-frontière . Examinons quelques propriétés de ces courbes . Une particule lancée avec une énergie E très grande suit une trajectoire rectiligne ; supposons que la position de lancement soit telle que l'impact de la particule sur la surface soit précisément la jonction de deux bandes . Compte-tenu du champ intense qui règne au voisinage d'une jonction , la particule est réfléchiée . Connaissant l'abscisse X_j de la jonction et l'angle d'incidence φ , il est possible de connaître l'abscisse X du point de lancement ; en effet :

$$X = X_j + 4\pi.tq \varphi \quad (59)$$

Il en résulte que les courbes-frontière du plan (X,E) admettent des asymptotes parallèles à l'axe des énergies dont les abscisses sont données par la formule (59) ;

deux asymptotes sont distantes de 2π , période du modèle suivant $\vec{Ox}$.

De plus une zone du plan (X,E) correspondant à des trajectoires de particules collectées par une bande attractive est séparée de la zone voisine correspondant à des trajectoires de particules collectées par la bande répulsive par une zone correspondant à des trajectoires de particules réfléchies .

5.3.3. Calcul de l'acceptance

L'acceptance se déduit de la connaissance des courbes-frontière . En effet , d'après la définition que nous avons donné de l'acceptance (paragraphe 4.2.5.) , celle-ci est proportionnelle à la fraction d'aire du plan de lancement des particules à partir de laquelle les particules lancées vers la surface sont collectées , à condition toutefois que la densité de particules soit constante dans le plan de lancement . Le modèle étant bidimensionnel , cela revient à dire que l'acceptance est la fraction d'un segment de longueur 2π correspondant à des trajectoires de particules collectées .

Pratiquement , l'acceptance à énergie E_0 donnée , est la somme pondérée des abscisses des points d'intersection des courbes-frontière avec la droite $E=E_0$.

Il est donc nécessaire de calculer avec précision les courbes-frontière . Ces courbes ne peuvent pas être calculées analytiquement puisqu'elles séparent des zones d'un plan douées d'une propriété qualitative (réflexion-collection) . Une méthode numérique est donc nécessaire . Dans un premier temps , nous quadrillons le plan (X,E) afin de situer approximativement les frontières entre zones . Un quadrillage , qui correspond à une valeur de F donnée et à une valeur de l'incidence φ donnée , nécessite le calcul d'environ 800 trajectoires .

Nous procédons ensuite au calcul numérique point par point des courbes-frontière de la façon suivante : nous partons d'un point voisin d'une branche de courbe en nous donnant un pas dans le plan (X,E) et une direction . Nous calculons la trajectoire correspondant aux coordonnées de lancement ainsi définies pour connaître le type de cette trajectoire ; nous pouvons alors ajuster la direction et calculer une nouvelle trajectoire , recommençant l'opération tant que l'écart angulaire de la nouvelle direction avec l'ancienne n'est pas inférieur à une valeur fixée à l'avance . Le calcul d'un point d'une branche de courbe-frontière nécessite ainsi le calcul d'une douzaine de trajectoires . Le temps de calcul d'une trajectoire est d'une dizaine de secondes (ordinateur II 10070) .

Pour certaines branches de courbes présentant des courbures importantes , le calcul s'est avéré impossible si bien qu'une anamorphose portant sur la coordonnée énergie a été nécessaire .

Les courbes-frontière , une fois calculées , sont tracées automatiquement sur traceur de courbes de façon à vérifier si leur allure est correcte avant de les exploiter pour le calcul de l'acceptance .

Les courbes obtenues sont en fait la réunion de petits segments et le calcul de l'acceptance consiste à déterminer les abscisses des points d'intersection de la droite $E=E_0$ avec ces petits segments .

5.3.4. Résultats

5.3.4.1. Trajectoires des particules

Nous avons calculé et tracé un grand nombre de trajectoires , correspondant à différentes valeurs du champ appliqué F et pour chaque valeur de F à différentes valeurs de l'incidence φ . Nous présentons à titre d'exemple

sur les figures 25 des trajectoires de particules soumises à un champ retardateur faible ($F = 10^{-3}$) et lancées vers la surface avec une incidence $\varphi = 20^\circ$. Lorsque les particules ont une énergie cinétique totale inférieure à l'énergie E_c nécessaire pour franchir le col de potentiel (énergie définie par la relation 56), elles sont réfléchies (figure 25 a).

Nous remarquons un léger effet de focalisation des trajectoires réfléchies dû à la variation sinusoïdale du potentiel à grande distance de la surface (expression 32); en effet pour $F=10^{-3}$, le col de potentiel situé sur l'axe du grain attractif se trouve à une distance réduite de la surface égale à 7,60.

Dès que l'énergie cinétique totale de lancement des particules devient légèrement supérieure à E_c , un grand nombre est collecté par le grain attractif (figure 25 b); l'acceptance de la surface (définie au paragraphe 4.2.5.) prend une valeur voisine de 50%. Remarquons ici encore l'important effet de focalisation. Si l'énergie de lancement continue d'augmenter tout en restant inférieure à l'énergie nécessaire pour atteindre le grain répulsif, l'acceptance atteint la valeur 90% (figure 25 c).

Ce résultat constitue un fait remarquable puisque l'acceptance prend une valeur très élevée dès que les particules ont une énergie supérieure à l'énergie nécessaire pour franchir le col de potentiel devant le grain attractif. Or pour la valeur du champ appliqué $F=10^{-3}$, le col correspond à une valeur réduite du potentiel de $-8,60.10^{-3}$ cela signifie que les particules sont sensibles au potentiel moyen de la surface qui vaut rigoureusement zéro dans notre modèle. Nous retrouvons ici un résultat énoncé par HEIL /27/. Lorsque l'énergie de lancement prend des valeurs voisines de l'énergie nécessaire pour atteindre le grain répulsif, nous constatons une augmentation du nombre de trajectoires réfléchies et par conséquent une diminution de l'acceptance (figure 25 d).

Dans ce cas , la sélection des particules se produit près de la surface , contrairement aux cas précédents . Lorsque l'énergie de lancement dépasse l'énergie nécessaire pour atteindre le grain répulsif , les particules sont pratiquement toutes collectées et l'acceptance tend vers 100% (figure 25 e) . Notons que, dans ce dernier cas , le grain attractif collecte les particules de façon privilégiée (75% environ) . Dans les mêmes conditions de champ appliqué ($F=10^{-3}$) nous avons remarqué une grande différence concernant la distance à la surface pour laquelle la sélection des particules se produisait lorsque l'incidence de lancement passe de 60° à 70° (figure 26) ; les particules sont lancées avec une énergie légèrement inférieure à l'énergie nécessaire pour atteindre le grain attractif . Il est manifeste qu'au delà d'une incidence supérieure à 60° , la sélection s'opère plus près de la surface .

5.3.4.2. Courbes-frontière

Nous présentons sur la figure 27-a des courbes-frontière correspondant à des particules lancées normalement à la surface . Les courbes partagent le plan en trois zones : la zone 1 correspond à des coordonnées de lancement donnant lieu à la réflexion des particules ; la zone 2 et la zone 3 correspondent à des coordonnées de lancement assurant la collection des particules respectivement par le grain attractif et le grain répulsif . Remarquons la valeur différente du seuil inférieur en énergie avec les différentes valeurs du champ appliqué F : pour $F < 1$ le seuil inférieur reste voisin de l'énergie nulle ; pour $F \geq 1$ le seuil inférieur passe à la valeur $-\pi/2$, qui représente l'énergie totale que doit posséder une particule pour être collectée par le grain attractif .

INCLINAISON DU FAISCEAU 20°
 $F=10^{-3}$ POTENTIEL DU COL : $-0,063$

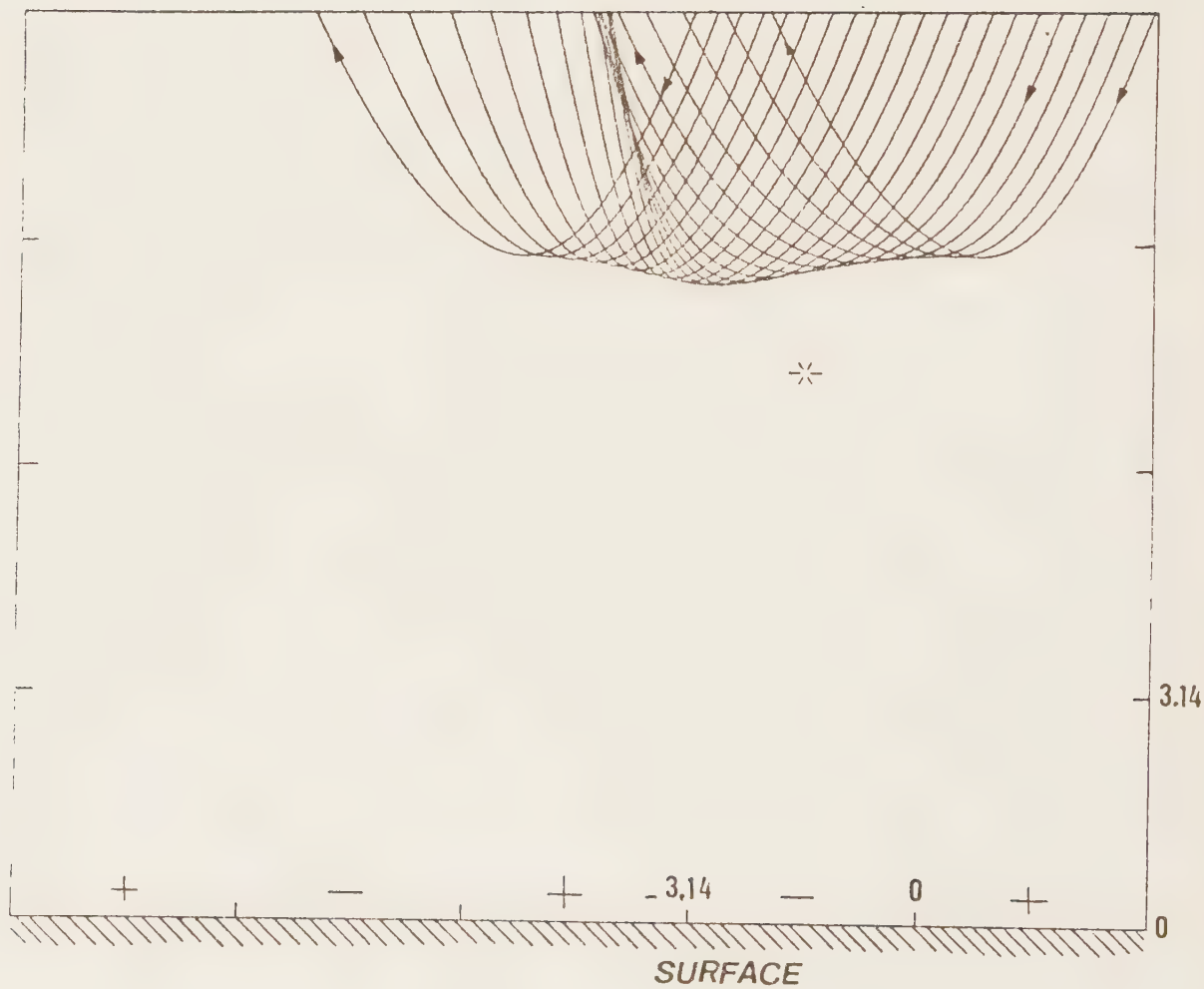


Figure 25 a

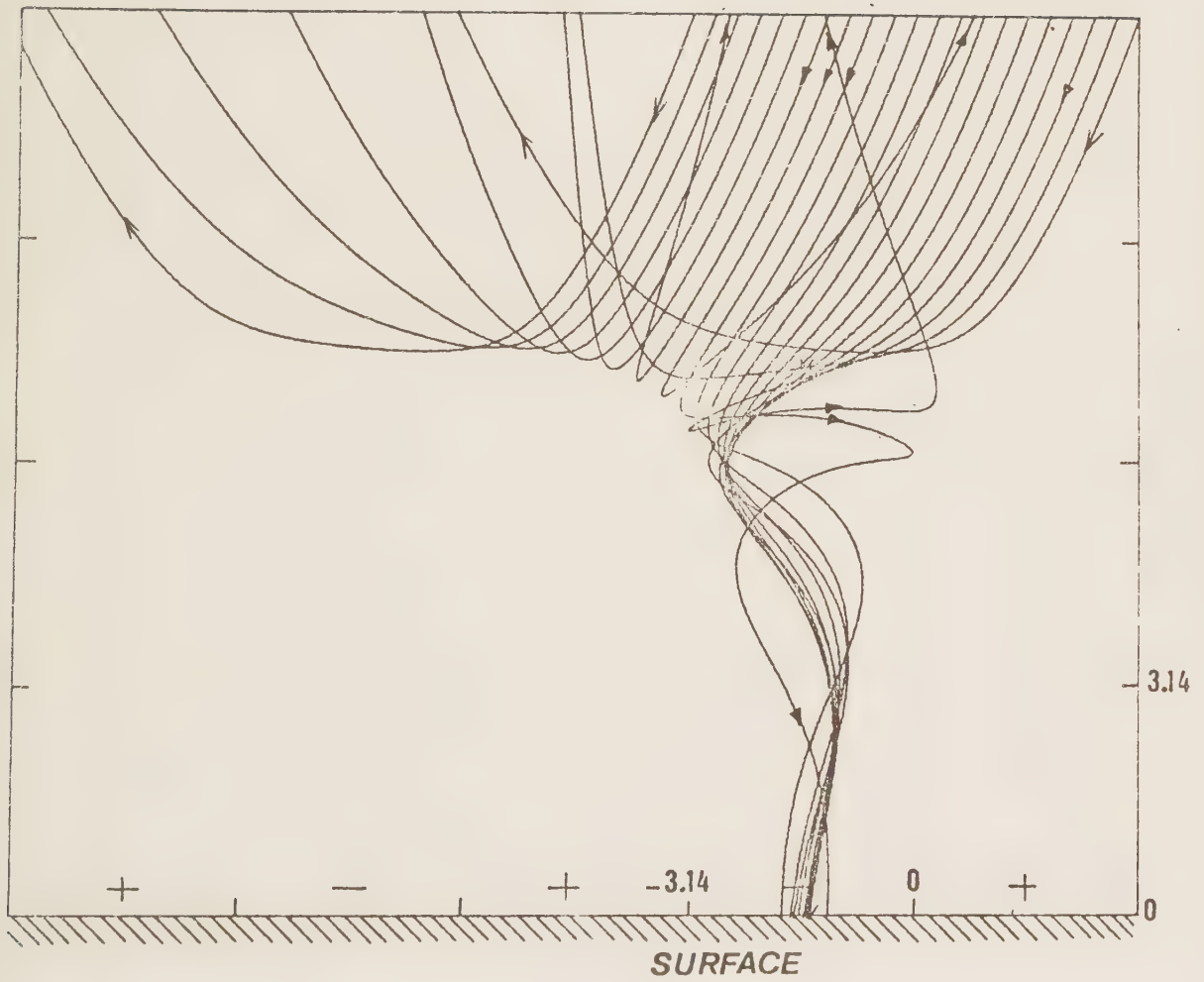


Figure 25 b

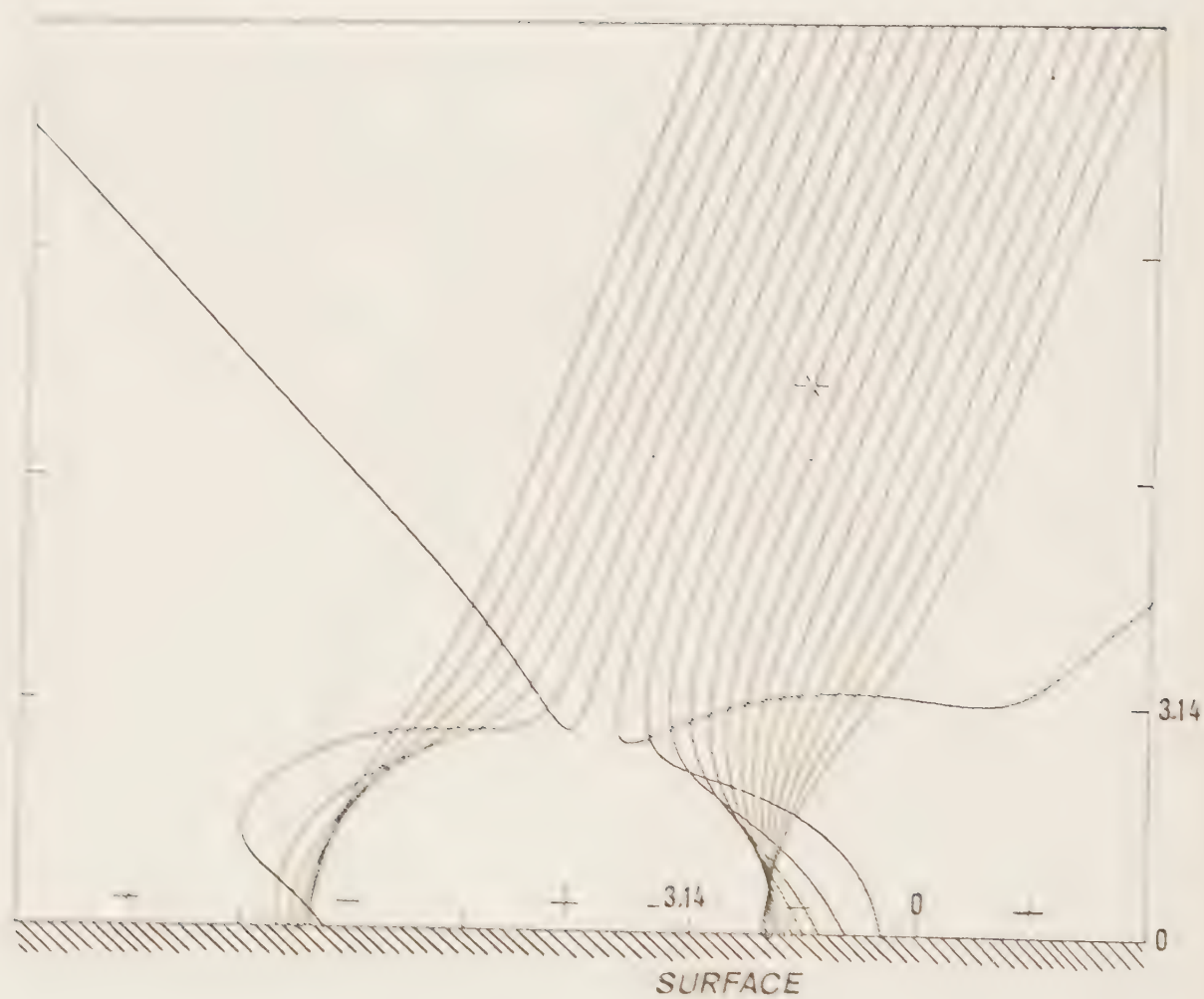


Figure 25c

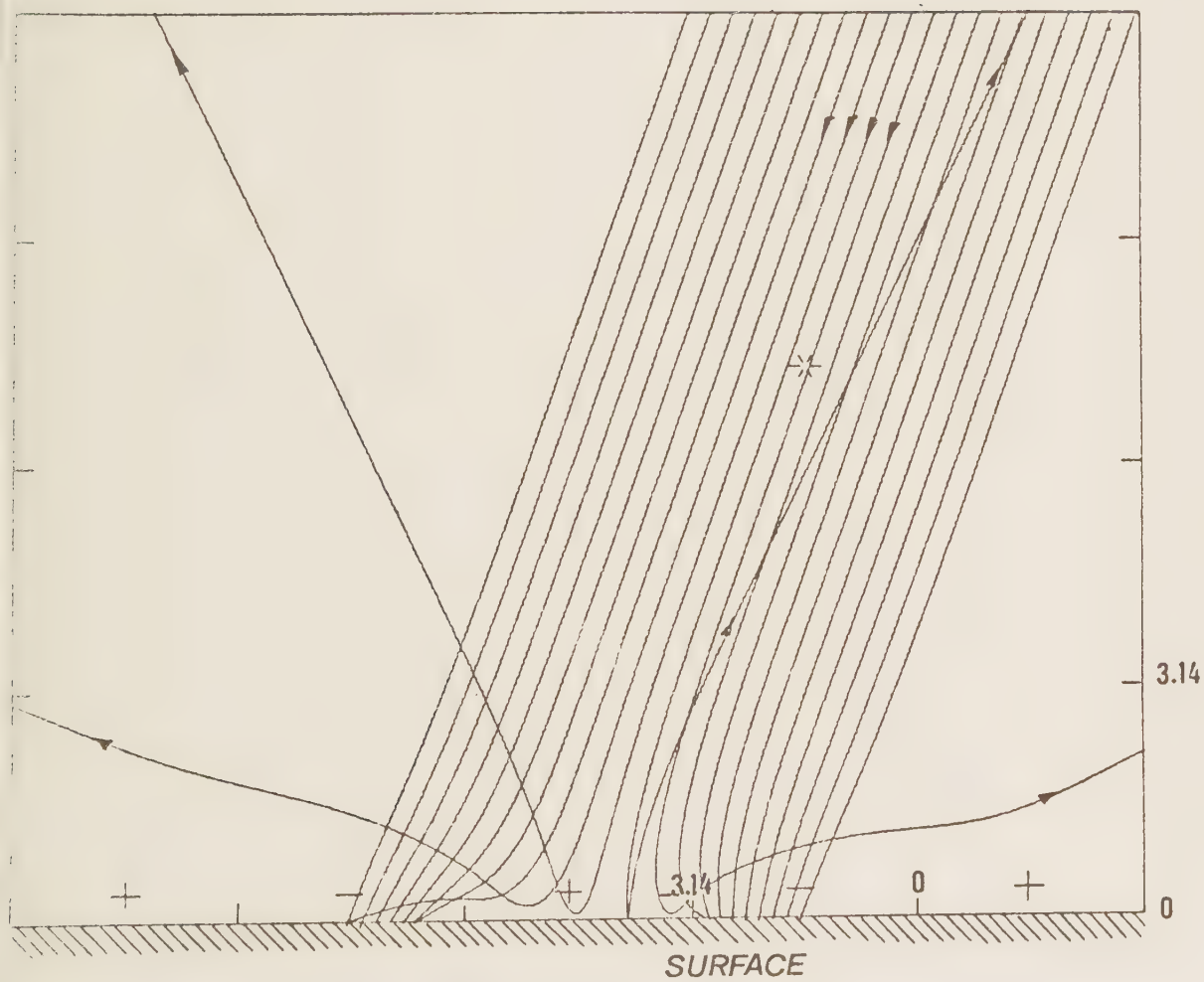


Figure 25 d



Figure 25e

INFLUENCE DE L'INCLINAISON DU FAISCEAU (0° , 20° , 40° , 60° , 70°)

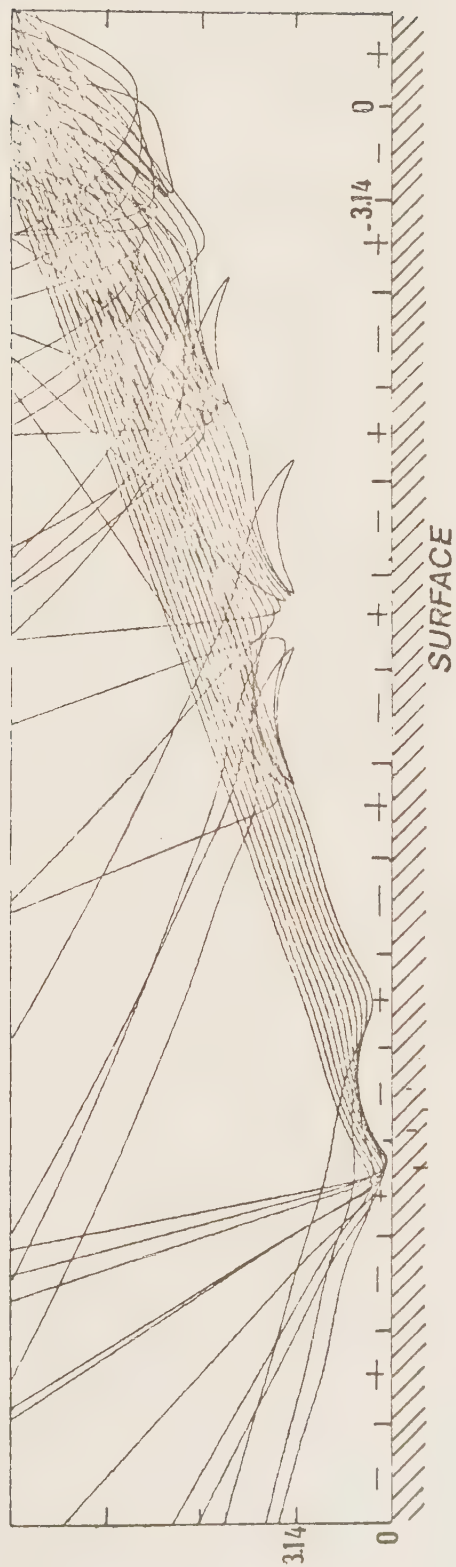


Figure 26

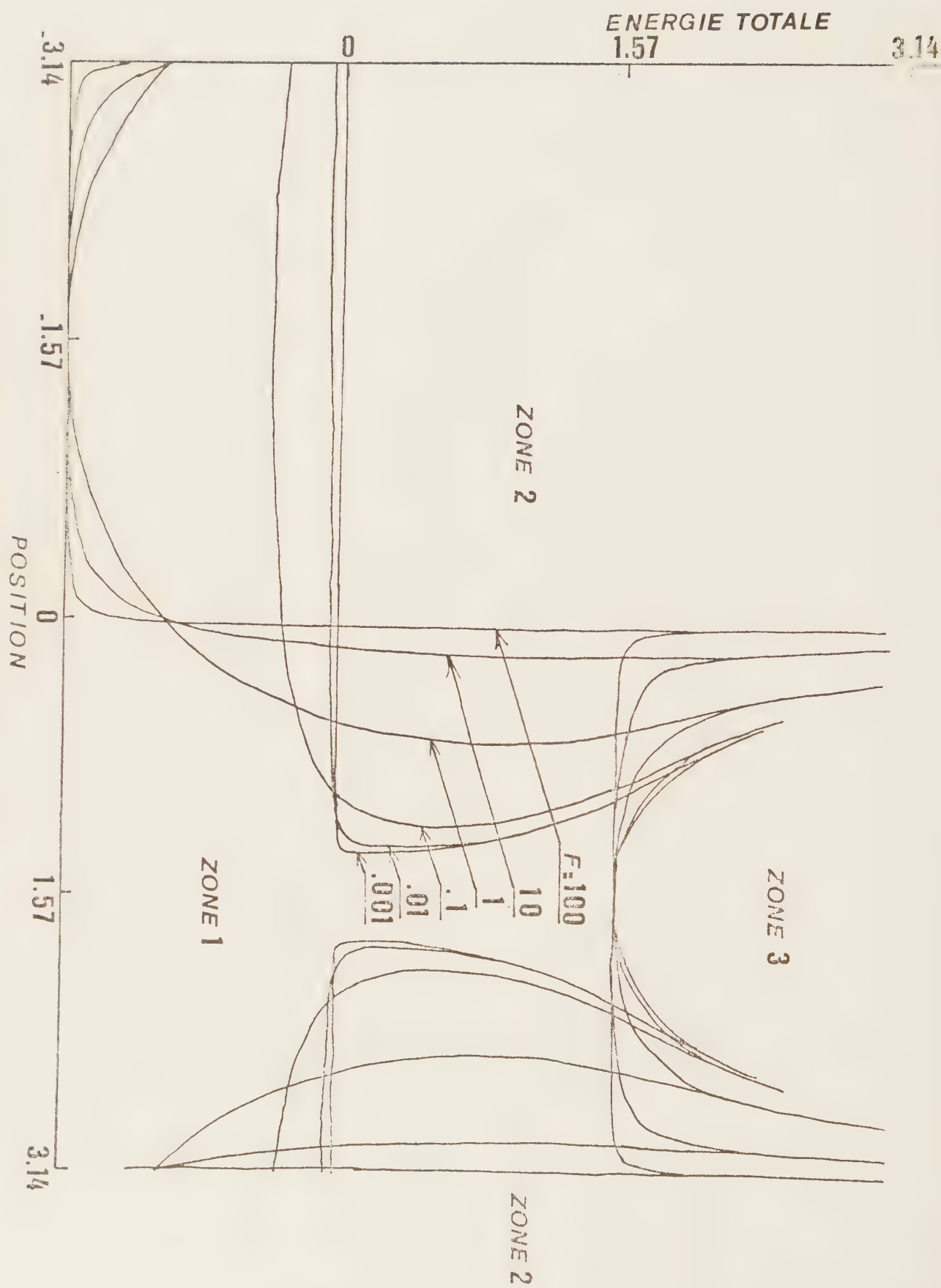


Figure 27a

INCIDENCE ORTHOGONALE

Il existe en revanche un deuxième seuil qui est indépendant de F ; sa valeur $+\pi/2$ représente l'énergie totale nécessaire pour qu'une particule soit collectée par le grain répulsif .

Nous montrons sur la figure 27 b comment se déforment les courbes-frontière avec l'incidence φ à champ F donné ($F=10^{-2}$) . Nous avons indiqué sur la figure les abscisses des asymptotes par le chiffre correspondant à l'incidence concernée .

Remarquons que le seuil inférieur en énergie reste voisin de zéro pour des incidences inférieures à $\varphi = 50^\circ$; pour des incidences supérieures à 50° , le seuil se déplace vers les hautes énergies . Le second seuil en énergie reste à la valeur $+\pi/2$.

5.3.4.3. Courbes acceptance

Nous avons tracé les courbes d'acceptance sous incidence normale pour différentes valeurs du champ appliqué

F (figure 28 a). Pour des valeurs de $F \leq 10^{-2}$, l'acceptance croît brutalement vers une valeur élevée (90%) au voisinage de l'énergie nulle , c'est à dire de l'énergie nécessaire pour atteindre le potentiel moyen de la surface . Lorsque F augmente , la discontinuité existe toujours mais la valeur atteinte devient de moins en moins élevée . Dès que $F \geq 1$, la discontinuité se produit pour la valeur $-\pi/2$ de l'énergie (sélection par le grain attractif) . Dès que le champ appliqué devient grand devant le champ de grains ($F > 10$) , la courbe acceptance devient la fonction de répartition du potentiel sur la surface ; ce qui est normal puisque pour de telles valeurs du champ appliqué , les grains de la surface se comportent indépendamment les uns des autres vis à vis de la collection des particules (les grains au potentiel $-\pi/2$ occupent la même superficie que les grains au potentiel $+\pi/2$) . La deuxième discontinuité dans la courbe d'acceptance a lieu pour une valeur de $+\pi/2$ de l'énergie (collection par un grain répulsif) quelle que soit la valeur de F .

La comparaison des courbes acceptance dans leur partie

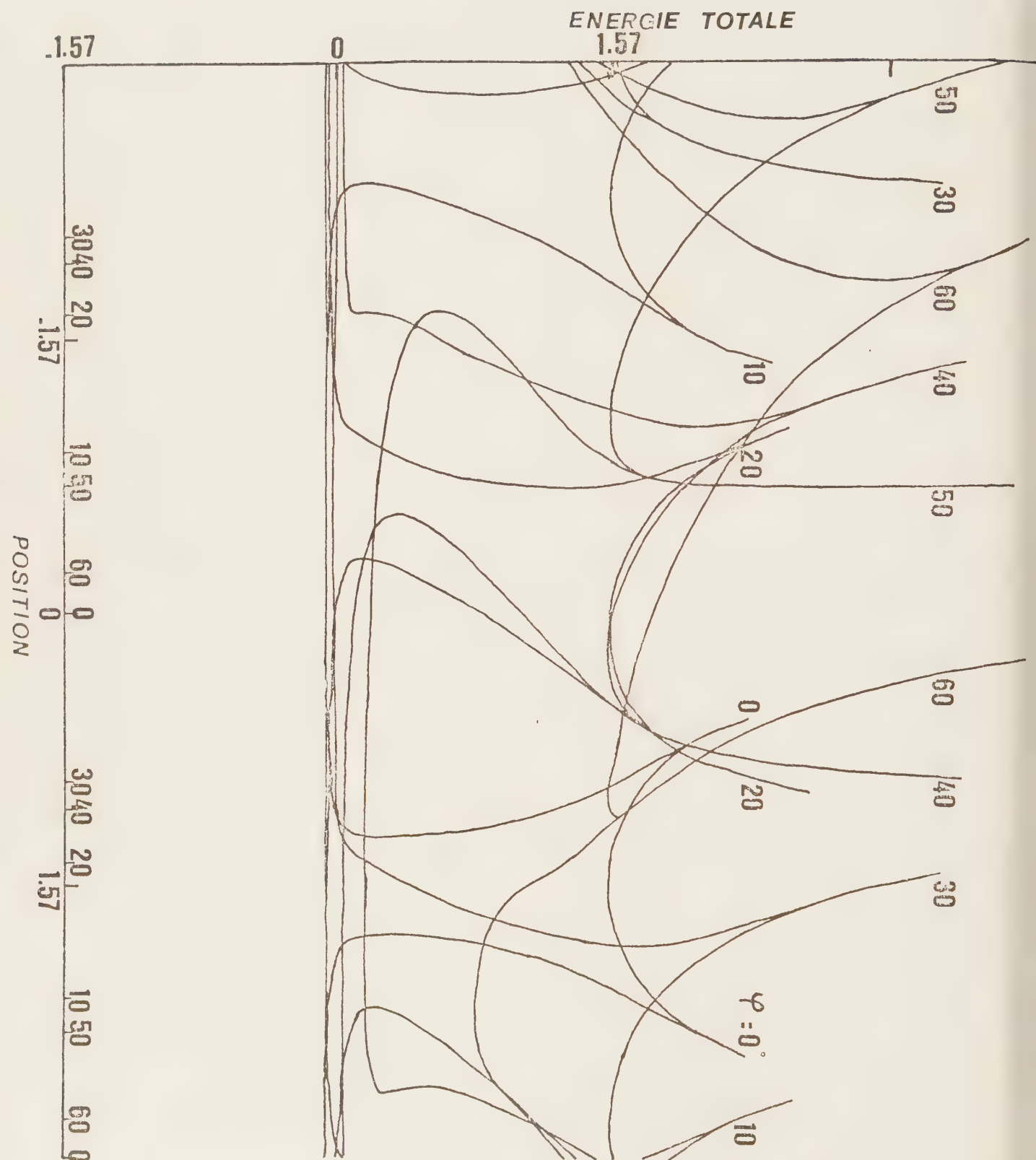


Figure 27b

 $F \cdot 10^{-2}$

INCIDENCE ORTHOGONALE

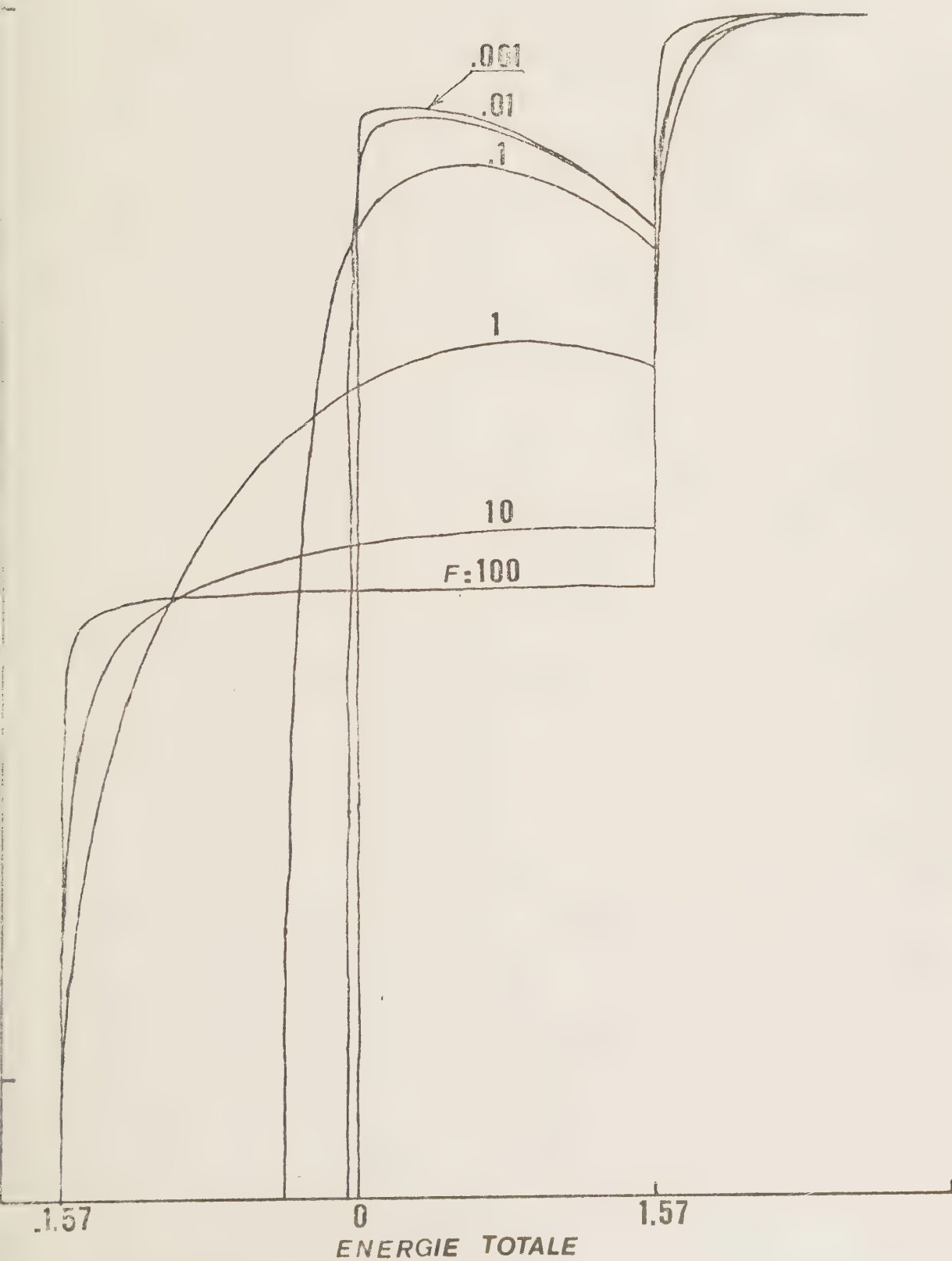


Figure 28 a

$E < \pi/2$ avec les courbes-frontière (figure 27 a) montre une analogie de forme explicable par la définition même et le calcul de l'acceptance (paragraphe 5.3.3.)

Sur les figures 28 b à 28 g , nous montrons l'évolution de l'acceptance avec l'incidence pour une valeur de F donnée . Lorsque $F \ll 1$, l'acceptance atteint au seuil inférieur en énergie une valeur élevée (80% environ) pour des incidences inférieures à 40° ; les deux discontinuités en énergie sont bien marquées . Si l'incidence devient supérieure à 60° les discontinuités tendent à fusionner en une seule qui devient de plus en plus abrupte lorsque F augmente . Pour des valeurs de $F \gg 1$, la gamme d'incidences donnant lieu à deux discontinuités se réduit à mesure que F augmente . Pour ces valeurs élevées de F , et pour de grandes valeurs de l'incidence , la discontinuité unique en énergie correspond à l'énergie nécessaire pour atteindre le potentiel moyen de la surface . Ce comportement est identique à celui trouvé pour un champ appliqué faible et des incidences presque normales .

5.3.4.4. Courbes-seuil

Nous avons présenté dans le paragraphe précédent des courbes d'acceptance en fonction de l'énergie totale E de lancement des particules et pour une incidence donnée . Nous mettons en évidence sur ces courbes deux seuils en énergie correspondant aux énergies de lancement que doit posséder une particule pour atteindre le grain attractif et le grain répulsif . Si à la place des coordonnées de lancement (E_c, φ) nous choisissons les composantes V_x et V_y de la vitesse de lancement des particules , nous pouvons tracer dans le plan (V_x, V_y) les lignes de seuil correspondant à différentes valeurs de $F \leq 1$ (figure 29)

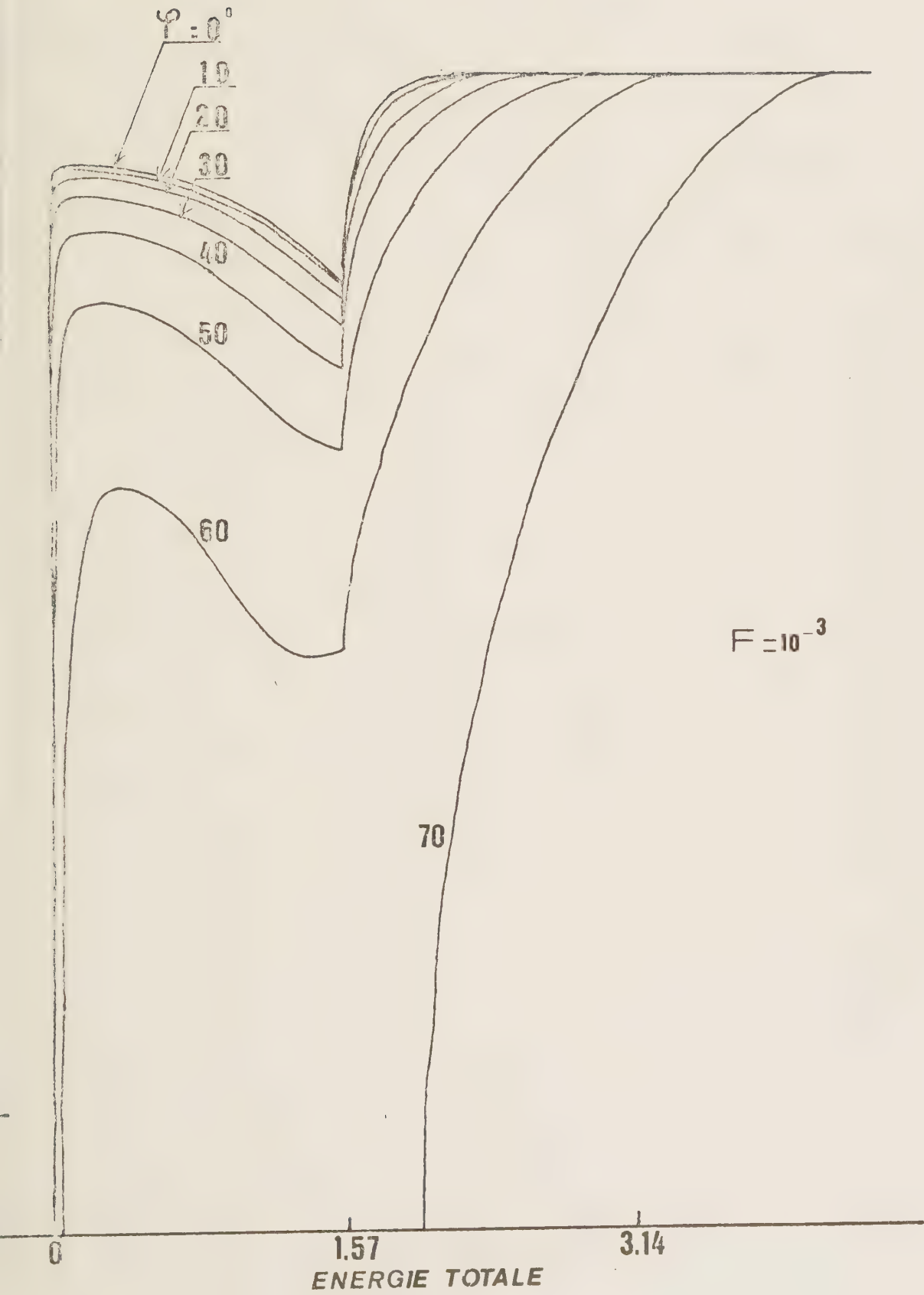


Figure 28 b

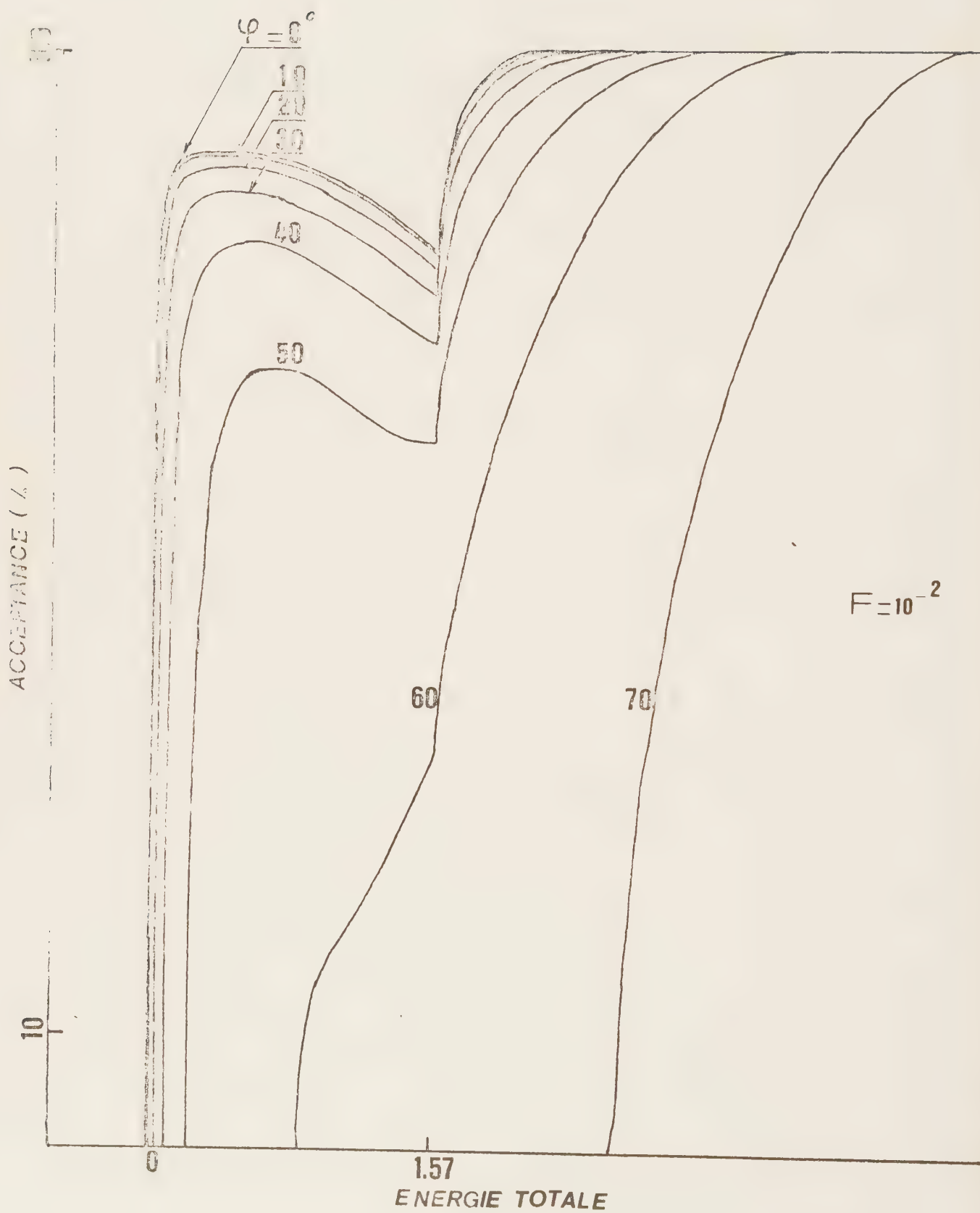


Figure 28c

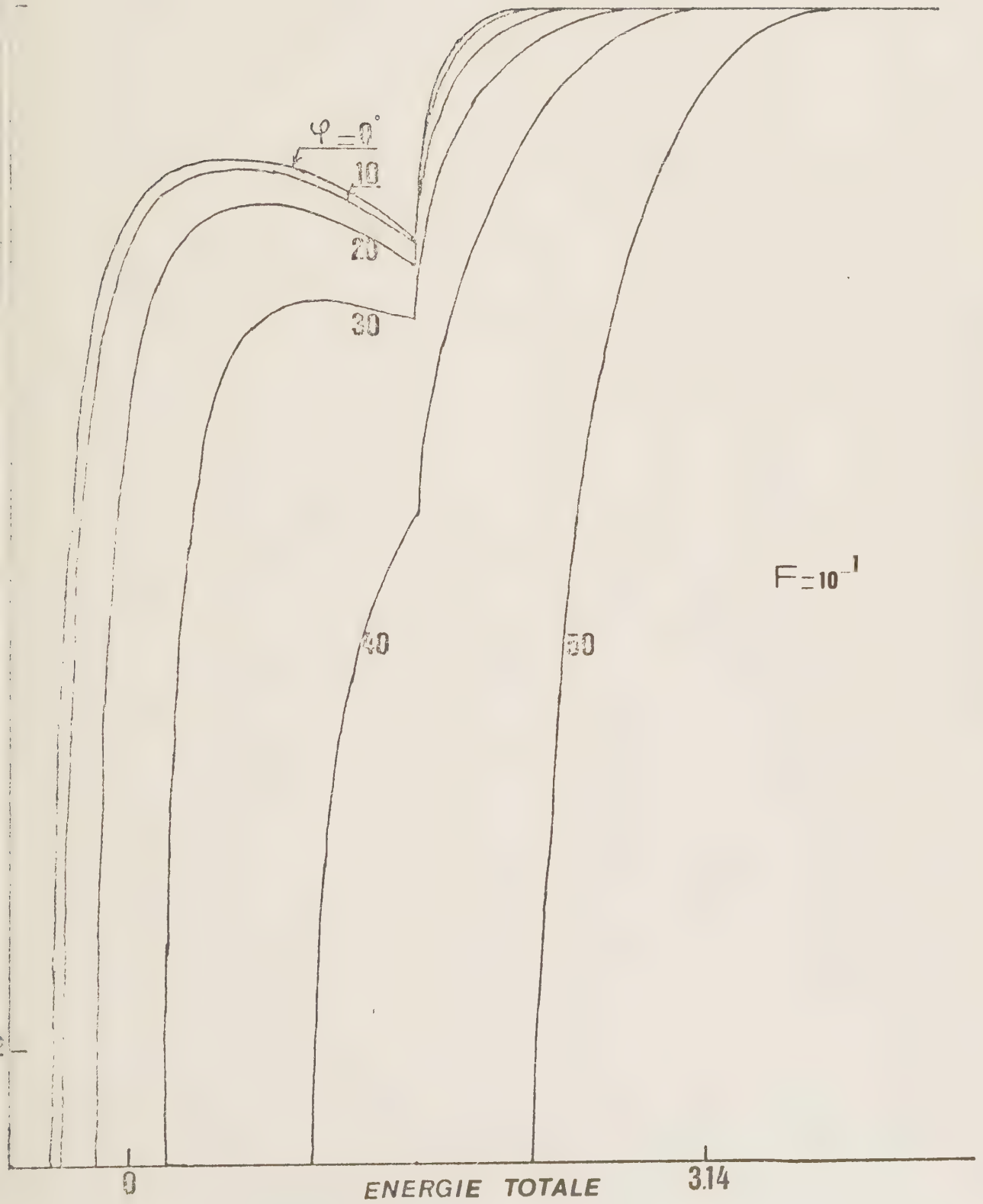


Figure 28d

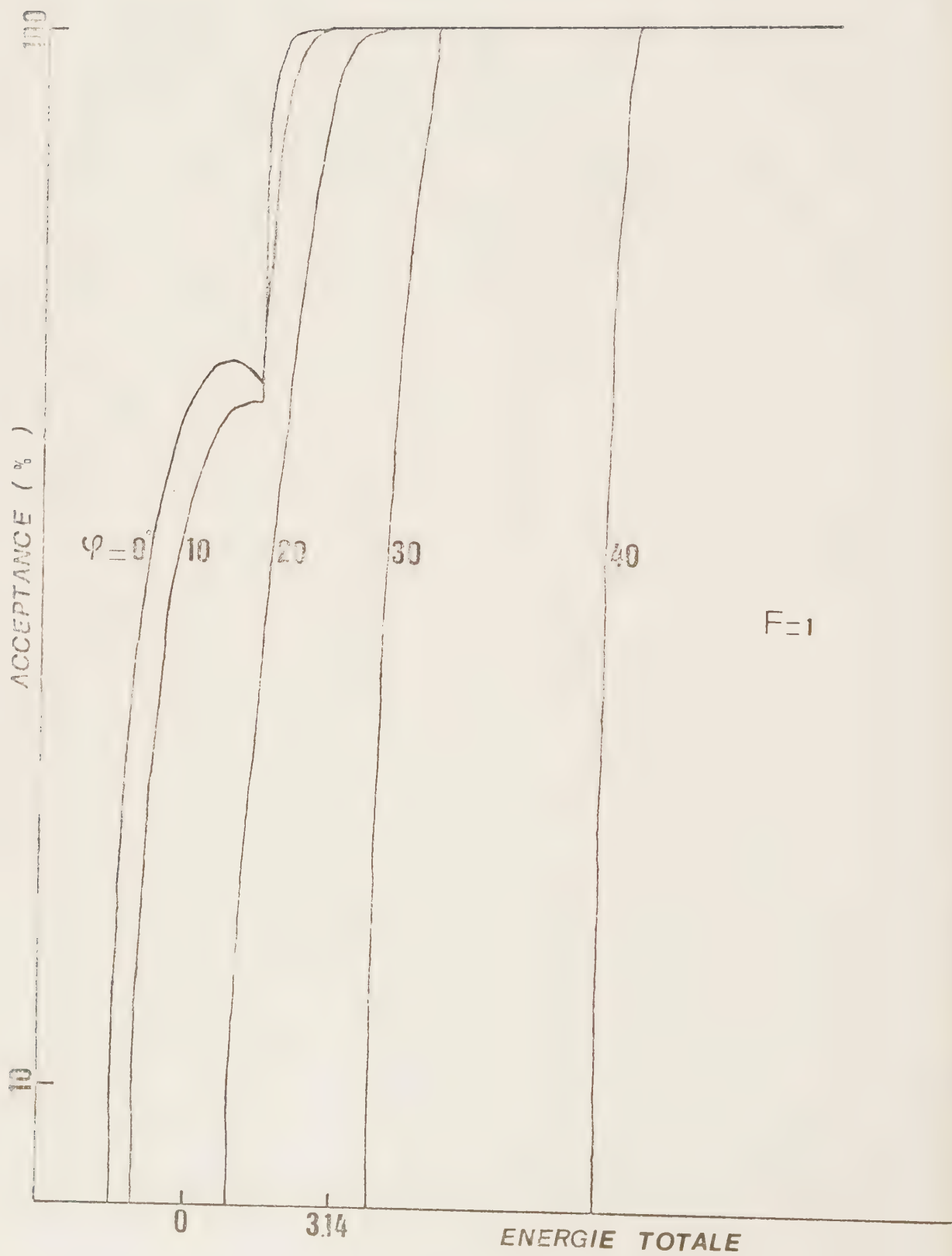


Figure 28 e

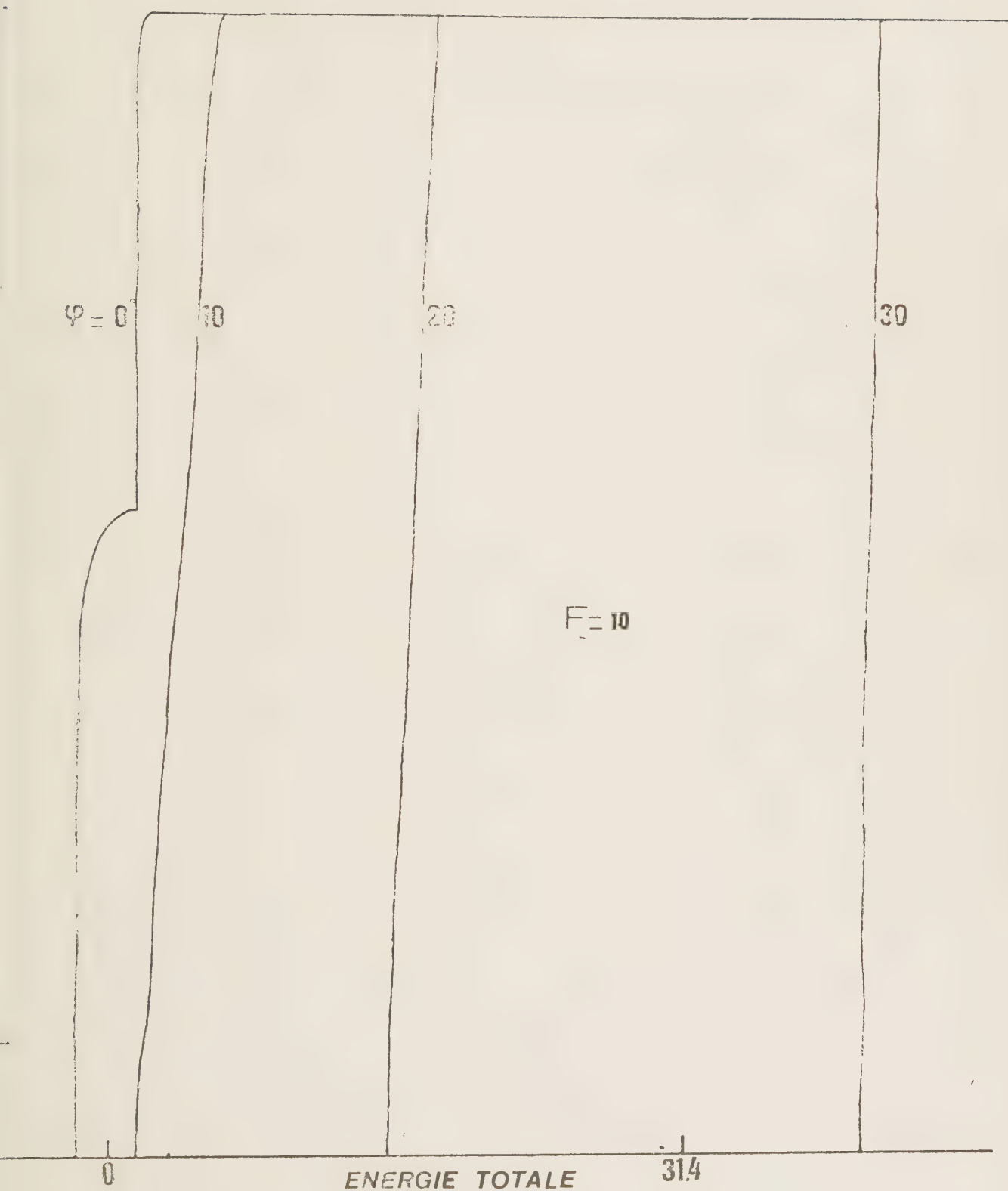


Figure 28f

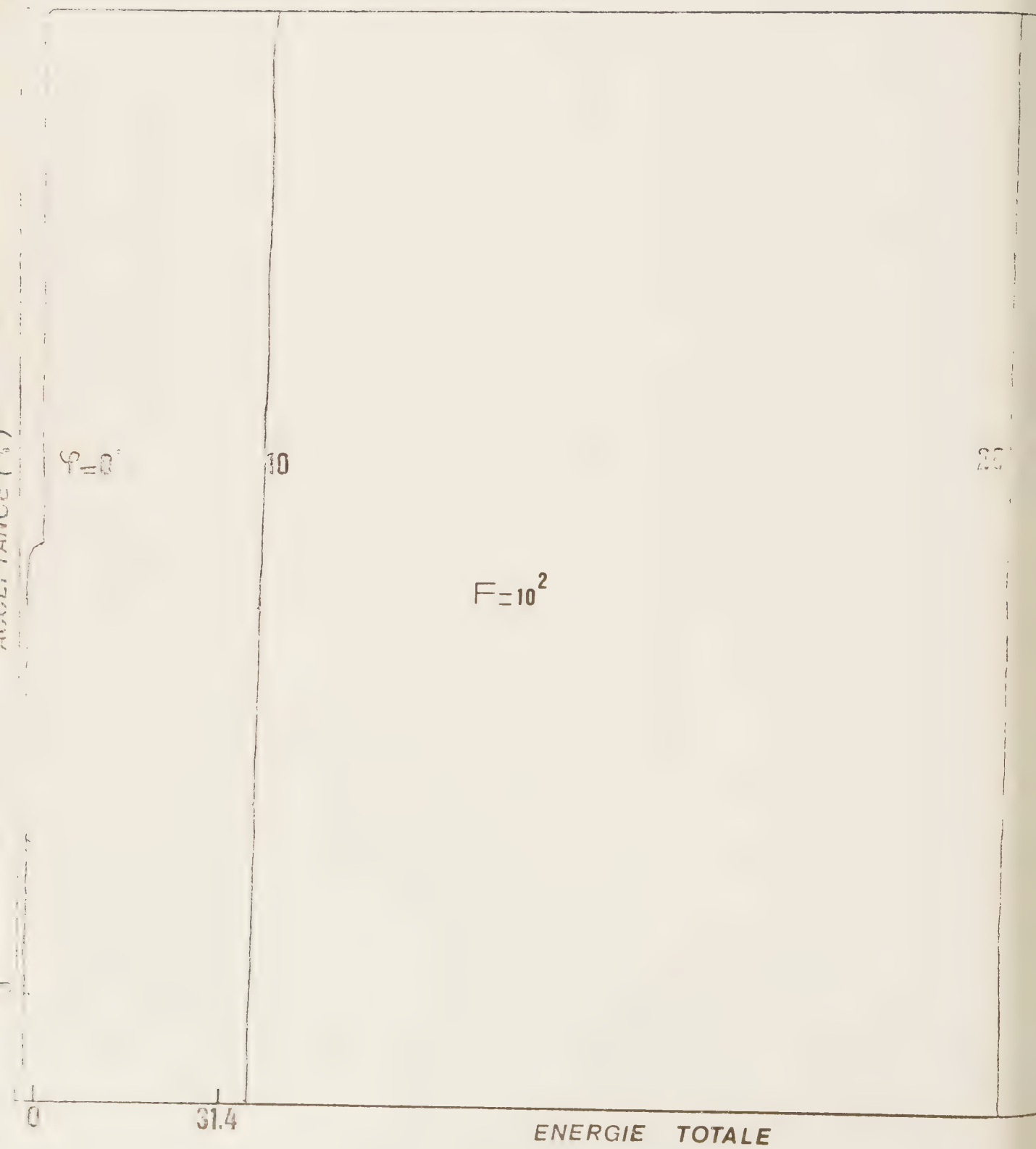


Figure 28g

A F donné, les lignes de seuil partagent le plan en trois régions. La première région est située au-dessous de la ligne de seuil correspondant aux faibles énergies de lancement; dans cette région l'acceptance est nulle.

La seconde région est comprise entre la courbe-seuil basse énergie précédente et un arc de cercle qui correspond à l'énergie totale $\pi/2 + D.F$ (en valeur réduite— D est la distance de lancement) nécessaire pour atteindre le grain répulsif; dans cette région l'acceptance passe par une valeur maximum (92% dans le cas $F=10^{-3}$). Dans la troisième région, l'acceptance atteint rapidement 100%. Au fur et à mesure que F augmente, l'aire occupée par la deuxième région tend vers zéro et les courbes du plan (V_x, V_y) tendent vers une courbe-seuil unique. Cela se produit pour des valeurs de $F \gg 1$ et les courbes-seuil correspondantes n'ont pas été représentées sur la figure 29; ces courbes sont imposées par le seul champ retardateur et la distribution des grains ne peut être mise en évidence dans le plan (V_x, V_y) . Nous allons montrer dans la suite quelques propriétés de ces courbes-seuil :

1° Elles admettent une asymptote horizontale. La région du plan (V_x, V_y) concernée correspond à des valeurs élevées de V_x , c'est à dire à des incidences φ (angle du vecteur vitesse avec la composante V_y) élevées, à la limite rasantes. Les trajectoires électroniques dans ces conditions (figure 26) nous montrent que la sélection des particules intervient au voisinage immédiat de la surface et non plus au voisinage du col de potentiel. En arrivant à proximité de la surface, les particules subissent un certain nombre d'attractions et de répulsions. Lorsqu'on accroît encore l'énergie cinétique totale de lancement, c'est à dire lorsque l'incidence devient rasante, la collection des particules a lieu comme s'il n'existait pas de grains et dépend alors de l'énergie normale de lancement due au seul champ retardateur F . Il en résulte que la courbe seuil est asymptote à la droite horizontale d'ordonnée $V_y = \sqrt{2D.F}$ (D étant la distance de lancement des particules).

2° Certaines branches peuvent se déduire les unes des autres . Lorsque la sélection des particules se produit très près de la surface , si nous envisageons une région de l'espace infiniment petite située au voisinage de l'impact d'une trajectoire rasante , l'énergie potentielle d'une particule est celle de la surface et nous pouvons trouver dans cette région deux trajectoires de type différent (collectée et réfléchie) . Ces trajectoires vont correspondre à des points voisins du plan (V_x, V_y) et situés de part et d'autre d'une courbe-seuil . Si nous supposons que la distance D à la surface , à partir de laquelle les particules sont lancées , est suffisante pour que le potentiel dû au champ de grains soit négligeable , seule une modification de la composante normale de la vitesse est nécessaire pour passer d'un type de trajectoire à un autre . Ainsi certaines branches d'une courbe-seuil se déduisent par translation parallèle à l'axe des V_y des branches correspondantes d'une courbe-seuil calculée pour une valeur de F particulière . Les branches concernées sont relatives à des sélections de particules intervenant près de la surface : c'est donc le cas des branches asymptotiques et des arcs de cercles (limite entre la réflexion et la collection par un grain répulsif) .

3° Il existe un point triple .

Les branches d'une courbe-seuil viennent se joindre en un point , dit point triple ; les composantes de la vitesse de lancement d'une particule correspondant à ce point sont telles que la dite particule peut être indifféremment collectée par le grain attractif ou le grain répulsif . Lorsque $F < 1$, nous voyons (figure 29) que les points triples sont situés sur la verticale d'abscisse $V_x = 1,66$ (en valeur réduite correspondant à une distance de lancement $D = 4\pi$) . Cette valeur $V_x = 1,66$ conduit à une valeur de l'incidence φ donnée par

$$\sin \varphi = \pi^{-1/2} (1+8F)^{-1/2} \times 1,66 \quad (60)$$

5.3.4.5. Surface acceptance

Nous pouvons considérer les courbes-seuil comme l'intersection de la surface acceptance $A(V_x, V_y)$ avec le plan (V_x, V_y) . Pour obtenir une vue sous forme d'un bloc diagramme de l'acceptance, nous sommes partis d'un réseau dans le plan (V_x, V_y) aux noeuds duquel nous avons évalué l'acceptance. Nous avons calculé plus haut la valeur de l'acceptance de façon très précise sur des droites

$\varphi = \text{constante}$ (φ angle du vecteur vitesse avec la composante V_y) si bien que les points correspondants du plan des vitesses de lancement se trouvent répartis de façon irrégulière. C'est pourquoi nous avons évalué rapidement avec une erreur inférieure à 5% la valeur de l'acceptance aux noeuds d'un réseau à maille rectangulaire dans le plan (V_x, V_y) . A partir de ce réseau, nous avons pu tracer le bloc diagramme de l'acceptance (figure 30) visualisant ainsi le concept d'acceptance.

5.3.5. Conclusions sur le calcul des trajectoires

Le tracé des trajectoires avec champ appliqué faible ($F \ll 1$) met en évidence deux modes de sélection des particules :

1) une sélection loin de la surface qui se produit au voisinage du col de potentiel existant devant un grain attractif dans la mesure où l'incidence φ de lancement des particules vers la surface ne dépasse pas 60° (figure 26). Dans ces conditions, l'acceptance prend une valeur élevée (0,92 pour $F=10^{-3}$) dès que l'énergie totale des particules devient supérieure à l'énergie totale nécessaire pour atteindre le potentiel moyen de la surface (potentiel nul dans notre cas). Ainsi l'existence de grains ayant des potentiels de sortie différents ne perturbe pas l'analyse en énergie d'un faisceau de particules, que l'on peut pratiquer avec une bonne résolution à l'aide d'un collecteur polycristallin /26/.

2) Une sélection au voisinage immédiat de la surface .
 Dans ce cas , l'incidence φ est élevée et les coordonnées
 du point de lancement se situent au voisinage de la
 branche asymptotique des courbes-seuil du plan (V_x, V_y)
 (figure 29) .

L'asymptote correspond à une valeur V_y permettant à la
 particule d'atteindre le potentiel moyen de la surface
 Ainsi les particules arrivant vers la surface sous une
 incidence rasante sont sensibles au potentiel moyen
 de la surface . Ce résultat est important pour l'analyse
 en énergie par un potentiel retardateur d'électrons issus
 d'une cathode chaude par exemple puisque les particules
 possèdent une énergie transversale inaltérée en arrivant
 au voisinage de la surface tandis que leur énergie normale
 n'a cessé de décroître .

Cependant , pour des incidences intermédiaires (comprises entre
 l'incidence du point triple des courbes-seuil et l'incidence
 rasante) , la sélection des particules tient compte de la
 répartition du potentiel sur la surface ; l'acceptance
 présente un seuil moins prononcé et la résolution en
 énergie pour de telles incidences sera moins bonne .

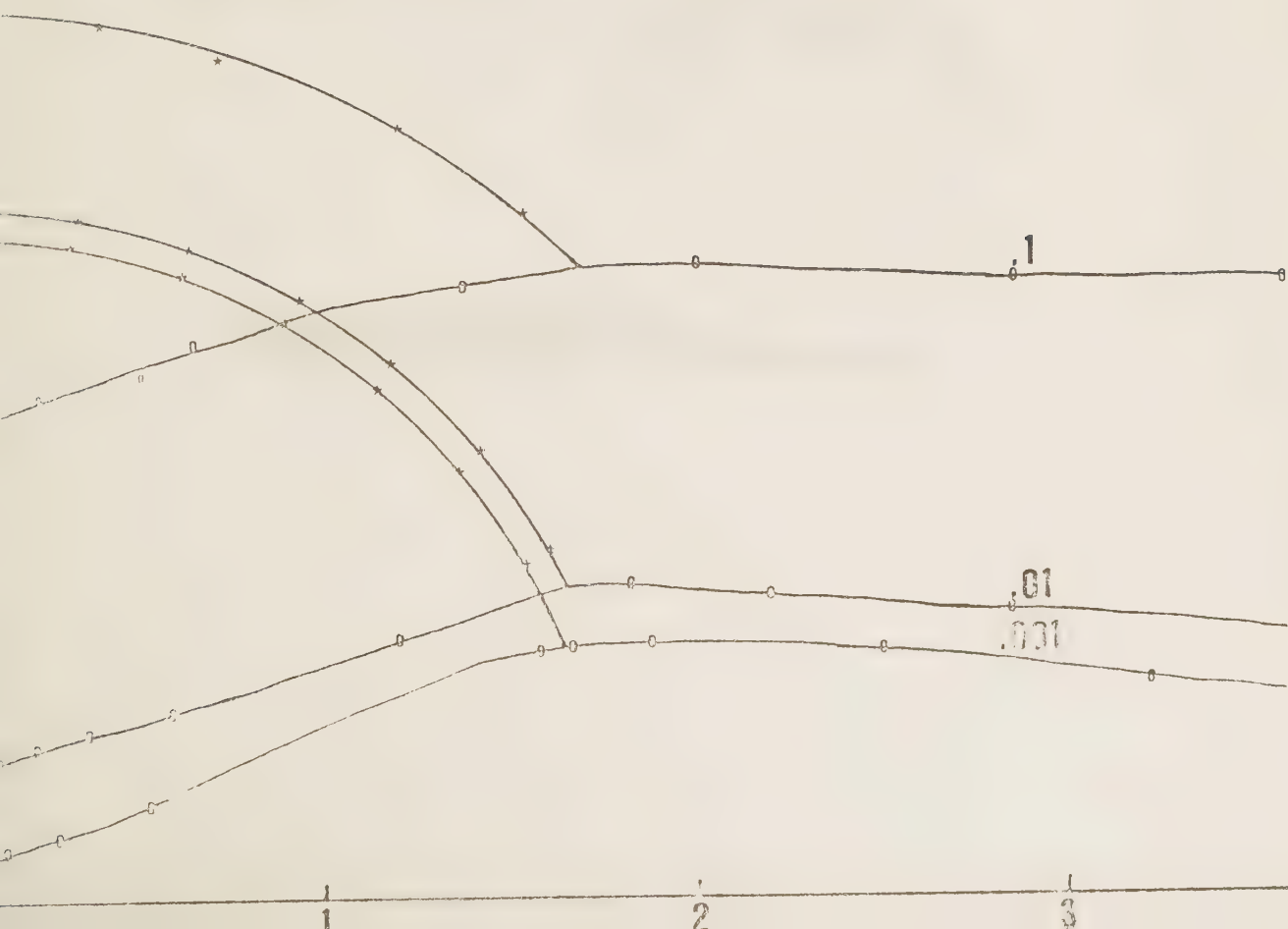


Figure 29

11

SURFACE ACCEPTANCE $A(V_X, V_Y)$

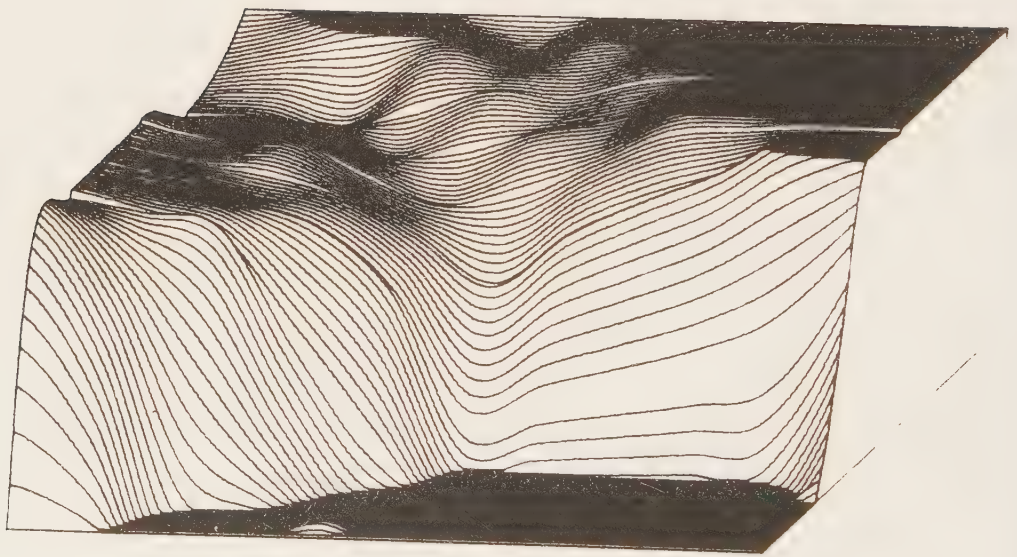


Figure 30

CONCLUSION GENERALE

Nous exposons dans la première partie la mise au point d'une chaîne analogique permettant de tracer automatiquement sur enregistreur X-Y la distribution du potentiel de sortie d'un métal . Pour effectuer cette mesure , le métal à étudier est utilisé comme émetteur thermoélectrique dans une diode à vide . La résolution en potentiel de sortie (160 meV) , obtenue par le dispositif expérimental que nous proposons , est comparable à celle annoncée par HAAS et THOMAS /18/ qui utilisent une technique de balayage électronique de la surface de l'échantillon . Cependant , nous pouvons espérer obtenir une résolution bien supérieure dans des expériences du type SHELTON /7/ pour lesquelles le collecteur est un monocristal et présente ainsi une très faible dispersion de son potentiel de sortie . Par ailleurs dans ce type d'expérience , les électrons sont soumis à un fort champ magnétique axial qui assure la conservation de leur énergie tangentielle (hypothèse de validité de notre méthode) . Une amélioration des circuits électroniques , en particulier de la sensibilité des détecteurs synchrones doit également permettre une meilleure résolution . La possibilité de tracer rapidement un grand nombre de courbes de distribution de potentiels de sortie est d'un grand intérêt dans des expériences de contamination sous vide de surfaces propres dont on peut ainsi suivre l'évolution du recouvrement . La méthode mise en oeuvre est d'un emploi facile et repose sur le traitement de grandeurs électriques facilement mesurables (courant collecté en fonction d'une différence de potentiel) . Nous montrons que l'interprétation des mesures dépend de la géométrie de la diode utilisée . Si l'on dispose d'une diode à géométrie sphérique ou plus généralement telle que l'anode sélectionne les électrons selon leur énergie totale , la distribution des potentiels de sortie de la cathode s'obtient , comme nous le montrons , à partir des dérivées première , seconde et troisième du courant collecté par rapport à la différence de potentiel entre anode et cathode .

Nous consacrons la deuxième partie de ce mémoire à des expériences numériques sur la collection de particules de basse énergie par des surfaces à potentiel de sortie non uniforme . Le but de l'étude est de mieux comprendre les phénomènes concernant la collection ou la réflexion de particules chargées dans des expériences utilisant un analyseur d'énergie . Nous montrons en particulier qu'il est possible d'obtenir une analyse en énergie de haute résolution à partir de surfaces sélectrices ou collectrices de particules chargées présentant un potentiel de sortie non uniforme dans la mesure où les deux conditions suivantes sont réalisées :

1) champ électrique imposé au voisinage de la surface faible par rapport au champ de grains

2) incidence du faisceau de particules soit orthogonale à la surface , soit rasante .

Il est possible d'obtenir une incidence orthogonale du faisceau de particules dans une géométrie sphérique (c'est la cas en spectrométrie AUGER où le sélecteur est une grille sphérique) . Par ailleurs , un faisceau de particules soumis à un champ électrique retardateur voit la composante de sa vitesse suivant la direction du champ diminuer tandis que la composante transversale demeure inchangée ; il en résulte que le faisceau arrive au voisinage de la surface sous une incidence rasante .

Ce résultat nous permet d'éviter l'emploi d'électrodes monocristallines dont le coût est élevé et la manipulation délicate , sans pour autant diminuer la résolution en énergie .

Les résultats numériques obtenus ou plus généralement la méthode mise en oeuvre peut s'adapter facilement dans des domaines voisins de l'analyse en énergie , comme la réflexion des électrons de basse énergie en microscopie à miroir .

Nous utilisons dans ces expériences numériques , un concept qui généralise celui de distribution des potentiels de sortie puisqu'il tient compte des conditions de champ électrique : l'acceptance représente en effet le rapport du nombre de particules collectées au nombre de particules incidentes selon des conditions initiales imposées .

Nous avons fait varier les paramètres dans des limites très larges par rapport aux possibilités expérimentales . Notre modèle tient compte des connaissances actuelles concernant les forces s'exerçant sur une particule près d'une surface (champ appliqué , champ de grains , champ de force-image) dans le cadre de la mécanique classique . Par contre , il suppose une surface parfaitement plane (on néglige la rugosité) et une structure régulière des grains et à une dimension sur la surface .

Selon le problème posé , nous pouvons utiliser notre modèle pour optimiser les conditions expérimentales (de champ par exemple) permettant une analyse en énergie de haute résolution avec un collecteur imposé . Inversement nous pouvons être conduits à choisir le collecteur qui convient pour des conditions expérimentales imposées . Nous avons montré qu'il existe , pour une variation du potentiel de sortie sur la surface de l'électrode donnée , une dimension moyenne des grains ($350 \text{ \AA}$) en dessous de laquelle la valeur de la barrière de potentiel est donnée par l'effet Schottky . Pour des dimensions moyennes de grains supérieures , l'effet de grain devient prépondérant et notre étude fournit les valeurs de l'acceptance correspondant à des conditions expérimentales données . En ce qui concerne le modèle lui-même , l'acceptance peut être définie en fonction des composantes V_x et V_y de la vitesse de lancement des particules et l'examen des valeurs qu'elle prend suivant les points du plan (V_x, V_y) s'est révélé particulièrement intéressant . Nous avons mis en évidence des courbes de ce plan constituant des seuils réflexion-collection des particules lancées vers la surface . L'interprétation de ces courbes montre qu'il existe un angle maximum de lancement des particules qui est fonction de leur énergie et qui entraîne leur réflexion . Nous avons commencé à entreprendre le calcul numérique du maximum de l'angle d'incidence assurant la collection , compte tenu de l'intérêt de cette recherche aussi bien

en ce qui concerne l'émission que la collection de particules . Notons cependant que le tracé des trajectoires met en évidence un important phénomène de focalisation . Cela signifie qu'une charge d'espace prend naissance devant la surface et que le traitement rigoureux du problème de l'émission doit en tenir compte . Afin d'avoir une vue globale des phénomènes perturbatoires accompagnant l'analyse en énergie , nous affectuons actuellement des expériences numériques concernant les effets d'optique électronique (pénétration du champ électrique) dans les systèmes de fentes ou dans les grilles , qui sont des éléments constitutifs des analyseurs d'énergie élaborés . Cette étude fait appel à des méthodes analogues à celles exposées dans le présent travail .

REFERENCES

- /1/ A.B. BOK et al. , Advances in optical and electron microscopy Vol. 4 Academic Press 1971 , p. 167
- /2/ D.G. BULYGINSKY and L.N. DOBRETSOV , Sov. Phys Tech. Phys 1 , 1115 (1956)
- /3/ B. HUTZLER , Thèse , Faculté des Sciences de l'Université de Paris (1965)
- /4/ G.F. CERO FOLINI and R.M. FONDI Phys. Stat. Sol. (à) 7 , 103 (1971)
- /5/ A. BLANC LAPIERRE , Mécanique statistique (Masson Ed. 1967) p. 187
- /6/ H. HEIL and B. SCOTT U.S. Air Force Scientific Report N. AFCRL 66-769 (1966)
- /7/ H. SHELTON , Phys. Rev. 107 , 1553 (1957)
- /8/ J. LEBAS , Thèse de spécialité , Université de Nancy I (1968)
- /9/ J.A. SIMPSON RSI 32 , 1283 (1961)
- /10/ E.A. BAKULIN , E.V. STEPIN , V.V. SACHER BININA Sov. Phys. Tech. Phys. 14 , 77 (1969)
- /11/ R.D. YOUNG and E.W. MÜLLER Phys. Rev. 113 , 115 (1959)
- /12/ A.G.J. VAN OOSTROM Thesis , University of Amsterdam (1965)
- /13/ R.D. YOUNG Phys. Rev. 113 , 110 (1958)
- /14/ L.W. SWANSON and L.C. CROUSER Phys. Rev. 163 , 622(1967)
- /15/ D.A. HUCHITAL and J.D. RIGDEN , J. Applied Phys. 43 2291 (1972)

- /16/ J. LEBAS et R. HAUG C.R. Acad. Sci. Paris B 268 , 158 (1969)
- /17/ R. HAUG et J. LEBAS C.R. Acad. Sci. Paris B 276, 941 (1973)
- /18/ G.A. HAAS and R.E. THOMAS Jour.Appl. Phys. 34;3457 (1963)
- /19/ B.B. SHISHKIN , G.V. SPIVAK and V.M. PUMPURS , Bull Acad. Sci. USSR Phys. Sc. (USA) 32 , 1086 (1968)
- /20/ D. SMITH Planet Space Sc. 20 , 1717 (1972)
- /21/ B. DEVIN , N.X. PHUC , Rapport C.E.A. R 25 19 (1964)
- /22/ G.V. SPIVAK , I.A. PRYAMKOVA and V.N. LEPESHINSKAYA Sov.Phys. Doklady 5 , 110 (1963)
- /23/ R.M. OMAN , Adv. Elec. Eletron. Phys. 26 , 217 (1969)
- /24/ M. BABOUT , L. LAYDEVANT et C. GUITTARD VII° Congrès Intern. de microscopie électronique GRENOBLE (1970)
- /25/ R. HAUG , Onde Electr. 46 , 1251 (1966)
- /26/ C. HERRING and M.H. NICHOLS , Rev. Mod. Phys. 21 , 185 (1949) Appendix IV
- /27/ H. HEIL , Phys. Rev. 164 , 887 (1967)
- /28/ V. ORLINOV Sov. Phys. Sol. Stat. 3 , 880 (1960)
- /29/ T.E. MADEY and J.T. YATES , Nuovo Cimento Suppl. , 5 483 (1967)
- /30/ W.B. NOTTINGHAM , Handbuch der Physik 21 , p. 34 Springer Verlag (1956)
- /31/ J.C. RIVIERE Sol.Stat. Surf. Sci. 1 , 179 (1969)

- /32/ G.A. HAAS and R.E. THOMAS Journ. Appl. Phys. 40
3919 (1969)
- /33/ A.A. HOLSCHER Surf. Sci. 4 , 89 (1966)
- /34/ R. HAUG et J. LEBAS Rev. Sci. Instrum. 44 , 1213 (1973)
- /35/ A. ROSE Phys. Rev. 49 , 838 (1936)
- /36/ H. HEIL and J.V. HOLLWEG , Phys. Rev. 164 , 881 (1967)
- /37/ K.T. COMPTON and I. LANGMUIR , Rev. Mod. Phys. 2
123 (1930)
- /38/ J.A. BECKER , Rev. Mod. Phys. 7 , 95 (1935)
- /39/ A. ROSE , Phys. Rev. 47 , 806 (1935)
- /40/ W.B. NOTTINGHAM , Phys. Rev. 49 , 78 (1935)
- /41/ L.K. HANSEN XXVIth Annual Conference on Physical
Electronics , 116 (1966)
- /42/ R. HAUG et J. LEBAS , Phys. Rev. B , 10 , 1272 (1974)
- /43/ E. DURAND , Electrostatique , Tome II p. 234 (Masson 1965)
- /44/ E. DURAND , Electrostatique , Tome I , p. 214 (Masson 1964)
- /45/ G. MEDICUS , Proc. VI Conf. on Ionised Gases ,
(Munich) 2 , 1397 (1963)
- /46/ J. LEGRAS , Précis d'analyse numérique p. 173 (DUNOD 1963)

NOM DE L'ETUDIANT : LEBAS Jacques

NATURE DE LA THESE : DOCTORAT ES-SCIENCES - THESE D'ETAT

VU, APPROUVE

& PERMIS D'IMPRIMER

NANCY, le 29/1/1976

LE PRESIDENT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I

